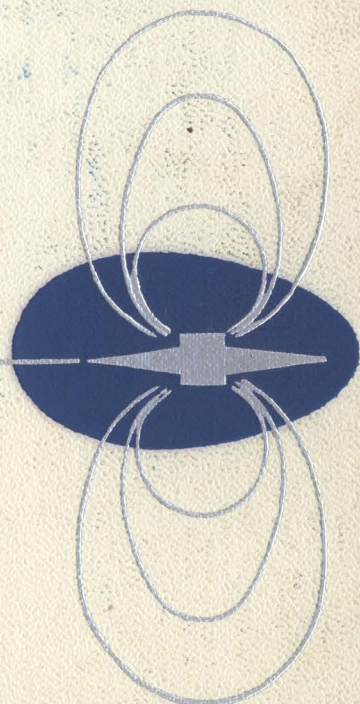


**В. П. БУРДАКОВ  
Ю. И. ДАНИЛОВ**



**ФИЗИЧЕСКИЕ  
ПРОБЛЕМЫ  
КОСМИЧЕСКОЙ  
ТЯГОВОЙ  
ЭНЕРГЕТИКИ**

**В. П. БУРДАКОВ**  
**и Ю. И. ДАНИЛОВ**

**ФИЗИЧЕСКИЕ  
ПРОБЛЕМЫ  
КОСМИЧЕСКОЙ  
ТЯГОВОЙ  
ЭНЕРГЕТИКИ**



**АТОМИЗДАТ**  
**МОСКВА 1969**

В. П. Бурдаков, Ю. И. Данилов.  
**Физические проблемы космической тяговой энергетики.**  
М., Атомиздат, 1969 г.

Книга имеет обзорный характер и посвящается актуальной теме — энергетическому обеспечению перспективных тяговых систем летательных аппаратов. Это одна из первых попыток полного изложения современных взглядов на возможность использования в тяговых системах внешних массово-энергетических ресурсов. Большое внимание уделено новым принципам создания космических тяговых систем, в частности, использованию окружающей среды и взаимодействию летательных аппаратов с внешними электрическими и магнитными полями. Впервые собраны и систематизированы обширные данные об энергетических и массовых ресурсах околоземного пространства. Краткое ознакомление с атомными источниками энергии, достаточно компактными и энергоемкими, показывает реальность обеспечения энергией этих систем. Книга вводит читателя в сложную новую область, но материал ее основан на известных физических явлениях и процессах и потому доступен широкому кругу лиц с обычной вузовской подготовкой.

Книга полезна инженерам, аспирантам и студентам, интересующимся перспективами воздушного и космического транспорта.

Книга содержит 47 таблиц, 184 рисунка, библиография 645 названий.

3-18-6

47—69

В. П. Бурдаков, Ю. И. Данилов  
**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ КОСМИЧЕСКОЙ ТЯГОВОЙ ЭНЕРГЕТИКИ**

Редактор *С. М. Малявина*  
Художественный редактор *А. С. Александров.*  
Художник *В. Г. Прохоров.*  
Технический редактор *Р. А. Углова.*  
Корректор *Г. Л. Кокосова*

Сдано в набор 23/X 1968 г. Подписано в печать 7/III 1969 г. Т-04624  
Формат 60×90/16. Бумага типографская № 1. Усл. печ. л. 25  
Уч.-изд. л. 25,71. Тираж 1610 экз. Цена 2 р. 82 к.

Заказ изд. 1952. Зак. тип. 556.

Москва, К-31, ул. Жданова, 5/7. Атомиздат

Московская типография № 16 Главполиграфпрома Комитета по печати  
при Совете Министров СССР.

Москва, Трехпрудный пер., 9

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Предлагаемая книга знакомит читателя с возможными направлениями развития космических тяговых систем. Основное внимание уделено принципам использования внешних, т. е. не запасаемых на борту летательного аппарата, массово-энергетических ресурсов, что, как можно надеяться, со временем позволит создать принципиально новые схемы тяговых систем, обладающих значительно лучшими энергетическими характеристиками, нежели существующие в настоящее время. При этом, естественно, не делается попытки умалить роль баллистических ракет и вообще систем, использующих бортовые ресурсы, например летательных аппаратов с жидкостными ракетными двигателями (ЖРД), ракетными двигателями твердого топлива (РДТТ), перспективу использования ядерных реакторов и т. д. Однако описанию такого рода устройств в книге отводится меньшее место, поскольку имеется большое количество литературных источников, подробно освещающих принципы работы, конструкцию и характеристики этих систем.

Материал книги разделен на четыре самостоятельные главы, которым предшествует введение, содержащее несколько разделов.

Опыт нашей работы свидетельствует о том, что еще далеко не все специалисты в области космических тяговых систем объективно относятся к излагаемым проблемам. Кое-кто думает, что предлагается нечто новое, еще не известное технике, другие считают, что, наоборот, все известно, когда-то предлагалось, но не прошло проверку временем и поэтому не заслуживает внимания. Мы сочли необходимым начать введение специальным разделом «Краткий исторический обзор».

Оказалось также желательным еще раз остановиться на основном принципе движения летательных аппаратов. Знакомство с многочисленными заявками на изобретения в области перспективных тяговых систем, использующих новые виды энергии и электромагнитные взаимодействия, показывает, что еще не иссяк интерес к устройствам типа «вечного двигателя» и особенно к аппаратам, позволяющим «поднимать себя за волосы».

Во введении обсуждаются также принципы преодоления инерции и гравитации. В этом разделе даны некоторые соотношения, позволяющие оценить энергию вывода искусственного спутника,



энергию выхода из поля притяжения планеты и т. п. Собственно говоря, преодоление инерции и гравитации — основная задача тяговых систем, поэтому знать энергетические потребности для решения хотя бы некоторых задач очень важно.

Требования к энергетике тяговых систем обсуждаются и в следующем разделе введения. Рассматривается особый вид полета — неподвижное «парение» летательного аппарата в заданной точке пространства. На этом примере, имеющем, кстати сказать, большое прикладное значение в технике, сравнивается энергетическая эффективность различных способов создания тяговых усилий. Наглядно демонстрируются преимущества тяговых систем, использующих внешние массово-энергетические ресурсы.

По-видимому, большинство читателей эти предварительные разделы введения могут опустить и начать ознакомление с книгой с последнего раздела «Особенности тяговых систем космических летательных аппаратов», где дается определение и обобщенная схема космической тяговой системы.

Основное содержание книги представляет собой последовательное описание физических проблем совершенствования космических тяговых систем. Мы старались сделать это в пределах весьма сжатого объема, поэтому местами изложение носит конспективный характер, что в какой-то мере восполняется многочисленными ссылками на оригинальную литературу. Обширная библиография к каждой главе, большое количество справочного материала, а также многочисленные расчетные зависимости позволяют, на наш взгляд, проводить самостоятельные исследования по выбору и расчету тяговой эффективности и других параметров тяговых систем, использующих внешние ресурсы, применительно к выбранной конкретной задаче полета. В этом мы видим основное назначение книги.

Что касается примеров, расчетных оценок и описаний некоторых перспективных проектов, то они имеют иллюстративное значение, ни в коем случае не являясь рекомендациями для проектантов и конструкторов.

Первая глава книги посвящена краткому изложению существующих и перспективных способов аккумуляции энергии и массы на борту летательного аппарата. Основное внимание обращено на возможно полное описание всех известных и перспективных типов аккумуляторов, начиная от механических и кончая аккумуляторами антивещества, с обязательным указанием их основной характеристики — энергии, запасаемой или приходящейся на один килограмм массы рабочего элемента или же аккумулятора в целом.

Вторая глава знакомит читателя с разнообразными внешними ресурсами. Как и первая, она носит справочный характер, но не дублирует многочисленные геофизические и другие справочники, появившиеся в результате интенсивных работ по исследованию космического пространства. Большое внимание здесь

уделено расчетам (для которых порой явно не хватало точности или даже необходимого количества экспериментальных данных) удельной массовой или удельной объемной энергии внешних ресурсов. Оказалось, что эта энергия в ряде случаев с о и з м е р и м а с удельной массовой энергией бортовых аккумуляторов. Третья глава, имеющая, как уже говорилось, иллюстративный характер, посвящается очень актуальному вопросу — описанию некоторых возможных схем использования внешних ресурсов. Большое значение уже сейчас могут, например, иметь исследования по использованию земной атмосферы. Интересна проблема создания межпланетной тяговой системы, работающей на водороде космического пространства по принципу прямого тягового двигателя и имеющей бесконечно большую удельную тягу, рассчитанную по расходу бортовой массы. Этот же водород после практического освоения термоядерных реакций сможет стать основным источником необходимой для движения энергии. Мы сочли также обязательным ознакомить читателя и с более гипотетическими идеями, касающимися использования антивещества и гравитационных полей. При этом еще в процессе работы над книгой, когда нам приходилось знакомить с ее содержанием соответствующих специалистов, мы поняли, что рискуем оказаться в изоляции. Дело в том, что кое-кто из наших рецензентов хорошо отзывались о «понятных» по их словам идеях и недоумевали по поводу, например возможных методов использования антивещества, которое еще не получено искусственно и о существовании которого в космическом пространстве пока тоже почти ничего не известно. После же прочтения раздела, в котором обсуждаются гипотезы о гравитационном взаимодействии, эти люди окончательно убеждались, что авторы просто-напросто недостаточно серьезны.

Другая категория критиков придерживалась противоположного мнения. Они обвиняли нас в чрезмерном увлечении «давно известными истинами». По их словам, например, об использовании земной атмосферы даже и писать не следует, так как тут все ясно, все проблемы решены, а задержка с технической реализацией объясняется исключительно консерватизмом проектных организаций и их руководителей. Вот описание идей по использованию антиматерии, электромагнитных и гравитационных полей должно занимать больше места, так как здесь еще ничего не ясно и «самые фантастические» идеи могут дать положительный результат!

Мы с этими ортодоксальными мнениями не согласны, однако находимся в затруднении при выборе необходимого компромиссного решения. Поэтому мы готовы с благодарностью принять любую критику в наш адрес, которая будет, по-видимому, оправдана хотя бы тем, что предлагаемая на суд читателя книга является первой попыткой обобщения и отбора материалов по затрагиваемой теме, в силу чего она может оказаться не лишенной самых различных упущений с нашей стороны.

В последней, четвертой главе предпринимается попытка выбрать аппарат и наметить пути обобщенного анализа эффективности космических тяговых систем наиболее общей схемы, для чего мы привлекаем основные идеи неравновесной термодинамики и теории потенциалов. Дальнейшая разработка этого метода покажет, вероятно, его слабые и, как мы надеемся, сильные стороны.

Приложения содержат список встречающихся в тексте физических постоянных, а также примеры практического решения ряда затронутых в книге вопросов экспериментальными и теоретическими методами.

При изложении материала была в основном использована Международная система единиц, а немногочисленные исключения специально оговариваются.

Книга предназначена главным образом для инженерно-технических работников — специалистов в области двигателей летательных аппаратов, но может оказаться полезной и для специалистов смежных отраслей техники, а также для студентов и аспирантов авиационных и физико-технических вузов.

В заключение считаем своим долгом выразить благодарность д-ру техн. наук, профессору М. К. Тихонравову, д-ру физ.-матем. наук, профессору В. Я. Пупко, д-ру физ.-матем. наук А. И. Морозову и многим другим ведущим специалистам, внимательно просмотревшим рукопись книги и сделавшим ценные замечания, использованные при окончательной подготовке рукописи к изданию.

*Авторы*

## ОБОЗНАЧЕНИЯ

- $A$  — векторный потенциал магнитного поля;
- $A$  — активность радиоактивного распада; атомный вес; постоянная Ричардсона;
- $As$  — квазикоордината;
- $\alpha$  — объемный коэффициент теплового расширения; угол атаки; коэффициент избытка воздуха; степень диссоциации; коэффициент теплопередачи; отношение объемной плотности свободных электронов в металле к объемной плотности возбужденных электронов; доля атомов плазмы, усиливающих свет в интервале времени  $\tau$ ; обобщенный вектор состояния; угол поворота;
- $a$  — ускорение; параметр элементарной ячейки; скорость звука; коэффициент температуропроводности;
- $b$  — эксергия;
- $B$  — вектор магнитной индукции;
- $B$  — магнитная индукция; коэффициент эффективности прямоугольного контура; магнитный заряд;
- $b$  — ширина;
- $\beta$  — угол скручивания пружины; коэффициент увеличения расхода в результате подвода горючего; угол между векторами магнитной индукции двух взаимодействующих магнитов;
- $\beta_{ij}$  — коэффициенты потенциалов;
- $C$  — электрическая емкость; световой потенциал; относительная объемная или молекулярная концентрация;
- $c$  — скорость света; теплоемкость; экспериментальные константы; скорость распространения электромагнитного взаимодействия;
- $C_x$  — аэродинамический коэффициент сопротивления;
- $C_y$  — аэродинамический коэффициент подъемной силы;
- $\gamma$  — постоянная тяготения; удельный вес; экспериментальные константы;
- $D$  — вектор электростатической индукции;
- $d$  — расстояние между пластинами конденсатора; расстояние между витками в катушке; диаметр;
- $\delta$  — толщина; толщина слоя; коэффициент затухания;
- $E$  — энергия; модуль упругости первого рода; напряженность электрического поля; освещенность;
- $e$  — удельная энергия; степень черноты излучающей поверхности
- $E$  — вектор напряженности электростатического поля;
- $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость; газодинамическая функция; степень расширения сопла; отношение выделенной энергии

- к энергетическому эквиваленту массы покоя, оставшейся после реакции; угловое ускорение; степень черноты;
- $F$  — сила; обобщенная сила; термодинамическая функция — свободная энергия; термодинамический потенциал;
- $\Phi$  — потенциал; обобщенный термодинамический потенциал;
- $f$  — коэффициент трения; удельная свободная энергия;
- $\xi$  — коэффициент гидравлического сопротивления;
- $g$  — ускорение силы тяжести;
- $G$  — весовой секундный расход; вес; коэффициент направленности действия антенны; геометрический фактор соленоида; коэффициент идеального усиления антенны дальней зоны;
- $H$  — высота, км; напряженность магнитного поля; функция Гамильтона;
- $H_u$  — теплотворная способность топлива;
- $h$  — фактор обхода; постоянная Планка; высота, м; равновесная высота при электростатической левитации;
- $\mathbf{H}$  — вектор напряженности магнитного поля;
- $\eta$  — коэффициент полезного действия; коэффициент полноты; коэффициент потерь холода в теплообменнике; коэффициент динамической вязкости; коэффициент вторичной электронной эмиссии;
- $\theta$  — вероятностная функция; характеристическая температура тела;
- $I$  — момент инерции сечения пружины; момент инерции тела относительно оси вращения; термодинамическая функция — энтальпия; поток частиц; электрический ток; поток;
- $\mathbf{J}$  — вектор намагничивания;
- $i$  — общий ток катушки; удельная энтальпия; поверхностная плотность тока;
- $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$  — единичные орты;
- $G$  — фиктивный аэродинамический потенциал;
- $j$  — удельный объемно-массовый поток; объемная плотность тока;
- $k$  — коэффициент эффективности; коэффициент упругости;
- $k$  — постоянная Больцмана; показатель адиабаты;
- $K$  — аэродинамическое качество; газодинамический коэффициент двигателя; количество движения; константа равновесия реакции;
- $k_v$  — квантовый выход поверхности;
- $L$  — длина; индуктивность; работа; механическая работа; полезная внешняя работа; обобщенная работа; функция Лагранжа; обобщенная матрица проводимости (обобщенные кинетические коэффициенты);
- $l$  — расстояние;
- $L_0$  — теоретически необходимое количество воздуха;
- $\lambda_0$  — глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник;
- $\lambda$  — постоянная радиоактивного распада; длина свободного пробега приведенная скорость газа; длина волны электромагнитного излучения; коэффициент теплопроводности; часть объема соленоида, занятая проводником;
- $\mathbf{M}$  — вектор магнитного момента;
- $M$  — масса; число Маха; момент; магнитный момент;



- $M_a$  — функция Масюкова;  
 $M$  — секундный расход массы; доля расхода массы;  
 $\mu$  — отношение конечной массы ракеты к начальной массе; молекулярная масса вещества; магнитная проницаемость; химический потенциал; интегрирующий множитель; коэффициент вязкости ( $\eta/g$ );  
 $m$  — масса элементарных частиц; магнитная масса (количество магнетизма постоянного магнита); удельная влажность;  
 $N$  — мощность; число атомов; число степеней свободы;  
 $N_A$  — число Авогадро;  
 $n$  — число поворотов барабана пружины; число витков катушки; число Лошмидта; весовой коэффициент эжекции; число атомов; число атомов в молекуле; стехиометрические коэффициенты; число грамм-молекул или молекул;  
 $v$  — отношение скорости полета к скорости истечения реактивной струи; частота колебаний; коэффициент кинематической вязкости; произведение стехиометрического коэффициента и молекулярной массы; характеристическая частота среды;  
 $v_0$  — красная граница фотоэффекта при комнатной температуре;  
 $\xi$  — подвижность; концентрация;  
 $P$  — сила тяги при расходовании бортовой массы; плотность потока излучаемой мощности;  
 $\pi$  — квазикордината;  
 $p$  — давление; компоненты импульса; коэффициенты потенциала;  
 $Pr$  — число Прандтля;  
 $P$  — вектор поляризации;  
 $P_n(\cos \beta)$  — полином Лежандра;  
 $\Pi$  — степень повышения давления в эжекторе; тензор вязких напряжений;  
 $Q$  — электрический заряд макроскопического тела; теплота; объемный расход; квазисила;  
 $q$  — электрический заряд элементарной частицы; скоростной напор; удельная влажность,  $\frac{g \text{ ВОДЫ}}{кг \text{ ВОЗД.}}$ ; плотность теплового потока; коэффициенты емкости; коэффициенты индукции; термодинамический обобщенный заряд; обобщенная термодинамическая координата; компоненты радиус-вектора;  
 $R$  — обобщенная сила тяги; сила тяги; радиус; матрица сопротивления; диссипативная функция; газовая постоянная; активное сопротивление; расстояние;  
 $Re$  — число Рейнольдса;  
 $r$  — скрытая теплота парообразования; коэффициент отражения электромагнитного излучения от паруса; расстояние между притягивающими центрами; радиус элементарной частицы (атома или молекулы);  
 $\rho$  — удельное сопротивление; средняя плотность переносимой массы; радиус наименьший; плотность; плотность зарядов;  
 $R$  — радиус-вектор;

- $S$  — энтропия; площадь;  
 $s$  — удельная энтропия;  
 $\sigma$  — напряжение; кинетическое сечение частиц; сечение взаимодействия элементарных частиц; коэффициент поверхностного натяжения; проводимость; коэффициент восстановления полного давления; коэффициент сопротивления камеры сгорания; постоянная Стефана — Больцмана; источник энтропии;  
 $t$  — время текущее; температура, °C;  
 $\tau$  — интервал времени; относительный подогрев; время циркуляции (полного обхода) частиц;  
 $T$  — температура, °K;  
 $U$  — термодинамическая функция — внутренняя энергия;  
 $u$  — удельная внутренняя энергия; удельная масса элемента термодинамической системы;  
 $v$  — вектор скорости;  
 $v$  — скорость процесса, скорость движения;  
 $V$  — объем;  
 $\omega$  — телесный угол; угловая скорость вращения; круговая частота;  
 $W$  — элементарная работа;  
 $\varphi$  — потенциал; скалярный электростатический потенциал; разность потенциалов; угол, соответствующий точке приложения скручивающей силы; угол поворота; удельный изобарный потенциал; географическая широта; магнитная широта; эффективная работа выхода электронов; угол наклона скачка уплотнения к вектору скорости аппарата; коэффициент расхода; коэффициент полноты;  
 $\chi$  — коэффициент всестороннего сжатия; объемная магнитная восприимчивость;  
 $X$  — термодинамическая движущая сила; обобщенная величина напряженности; аэродинамическая сила сопротивления;  
 $x$  — перемещение; деформация (абсолютное удлинение) тела; обобщенная величина индукции;  
 $x, y, z$  — декартовы координаты;  
 $Y$  — аэродинамический «подъемный» заряд; сила инерции;  
 $Z$  — термодинамический изобарно-изотермный потенциал; суммарная объемная энергия атмосферы;  
 $Z_{ex}$  — эксергетический изобарно-изотермный потенциал;  
 $Z_n$  — высота однородной атмосферы.

## ПОДСТРОЧНЫЕ ИНДЕКСЫ

- 1* — за скачком уплотнения;  
*a* — истечение; расход; потери с истекающей струей; на срезе сопла;  
*a* — антенны; активации нейтронами; архимедова; аэродинамическая;  
анн — аннигиляция;  
 $\alpha$  —  $\alpha$ -частицы;  
*б* — бортовая;  
*b* — предел на растяжение;  
*v* — волновое; на вращательную степень свободы; виток внутренний; подаваемая на винт; воздушный винт; виртуальная для высот  $O \div H$  км; наиболее вероятная;  
воз — возгонка;  
вр — вращение;  
возд — воздух; сжатый воздух;  
верт — вертикальная;  
*c* — конденсатор; критическое у сверхпроводников; падающее излучение; источник электромагнитного излучения;  
*г* — геометрическая; горючее; горло диффузора; гидравлическое; гравитационная; газов;  
гор — горизонтальная;  
*д* — диффузор; диэлектрик; двигатель; дипольный; донное;  
*Д* — Дебая; дебаевский;  
дис — диссоциация;  
доп — дополнительный;  
*e* — электрон; электронный газ; среднекинетическая; средневероятностная (максвелловская) электронов; выход электронов (высота потенциального барьера); предел упругости;  
*ж* — жидкость; жидкая фаза;  
*g* — гравитационный;  
*H* — на высоте, км; поступление; использование внешних ресурсов; на входе в диффузор; внешняя среда;  
*ij* — строчки и столбцы матриц;  
*и* — изотоп; инерция;  
*i* — ион; ионный газ; порядковый номер; граничный уровень Ферми;  
исп — испарение;  
*з* — Земли; заводки пружины; зонда;  
к.д — количество движения относительно оси вращения;  
кр — в критическом сечении сопла;

- к — конечный; за камерой сгорания; кулоновская; элемент (система), имеющий номер к; кинетическая; катушки; рекомбинация кислорода и азота;
- л.а — летательного аппарата;
- л — Луна; левитация; лоренцевская;
- μ — молекулярная;
- m — массовая; массы; максимальный;
- м — магнитное поле; магнитный заряд; материал катушки; магнитная; мидельная; модели;
- мех — механический;
- н.п. — нагретая поверхность;
- ν — монохроматическое;
- нер — неравновесная;
- н — начальный; полет; набегающий поток; наружный; природы; нормальная;
- о — общий; общее лобовое; полный; относительный; вакуум; нулевое гравитационное поле; допустимый при температуре, близкой к абсолютному нулю; на уровне моря; внутренний пружины; эффективная космического пространства; покоя; отражения; обкладок конденсатора; в центре пятна;
- п — потенциальная; передающая; переданная; Планка; полетный; притягивающего тела; полезный; поверхностная; насыщенных паров твердого вещества; на поверхности аппарата; подготовка плазмы к импульсу излучения; поляризация;
- пл — плавления; планеты; видимости планеты;
- p — при постоянном давлении; плазменное;
- пр — пружина; пробойная; при пробое; приемника излучения; проводимость;
- пос — мягкая посадка;
- прод — продольная;
- попер — поперечная;
- п.г — полезного груза;
- q — тепла; тепловой; выделение тепла; теплообменник; заряженные частицы и тела; электрический заряд;
- р — расталкивание; химическая реакция; растяжение; рекомбинация; ротор; радиальная; реальное; равновесный;
- с — сближающая; поверхностный заряд; соленоид; сопло; столкновение; между двумя соударениями; поверхность Солнца; видимость Солнца; падающее излучение; спуск пружины; стенки; сверхпроводимость; смешение;
- с.и — силы инерции;
- ср — среднеквадратичная;
- сг — сгорание; продукты сгорания;
- сп — спутник;
- Σ — суммарная;
- S — энтропия;
- с.п — солнечный парус;
- t — термический;

т — тангенциальная; тангенциальная кипетическая; топливо; термо-  
эмиссия; полное торможение; тепловой;

гр — трение; трение витков пружины; тракт;

у — ускоритель; усиливающая среда; упругость пружины; управляю-  
щий; универсальная; удельный; удельный массовый;

ф — фотоэмиссия; учитывающая пустоты между витками катушки;  
фазовый переход; фотоны; фотонный двигатель;

х — холловская;

ц — за цикл; центробежная;

ч — частицы;

$\nu$  — объемная; при постоянном объеме; объемный заряд;

э — электростатическая; энергия; энергетический; автоэлектронная  
эмиссия; электрический заряд; по отношению к энергии; эффек-  
тивная; эжектор;

я — ядро; ядро отдачи.



## ВВЕДЕНИЕ

Захватывающая история развития летательных аппаратов, немалый вклад в которую внесли многие русские ученые, ознаменовалась в последние годы продолжительными полетами сначала советских, а затем и американских космонавтов на кораблях-спутниках «Восток», «Восход», «Союз» (СССР) и «Меркурий», «Джеминай», «Аполлон» (США). Эти полеты положили начало всестороннему исследованию и освоению космоса.

Широкое изучение и использование космического пространства встречают значительные трудности, заключающиеся в основном в больших затратах для выполнения той или иной задачи. Для снижения затрат, а также для создания более надежных схем летательных аппаратов большое (если не главное) значение приобретают работы по исследованию новых, более эффективных и более экономичных способов создания тяги для космических систем.

В настоящее время в космических тяговых системах используются в основном жидкостные ракетные двигатели и ракетные двигатели на твердом топливе. Применение этих двигателей связано с необходимостью запасать большие количества реактивной массы на борту летательного аппарата. Например, американская ракета «Атлас», имеющая стартовый вес около 100 Т, спроектирована таким образом, что 93% веса приходится на топливо. Желание получить наибольшее соотношение масс  $\mu$  (отношение массы топлива на борту ракеты перед стартом к ее массе после окончания работы двигателей), лимитирующее, согласно формуле К. Э. Циолковского \*, конечную скорость полета ракеты

$$v_k = v_a \ln(1 + \mu),$$

заставило американских инженеров настолько снизить вес конструкции «Атласа», что перевозить ее в горизонтальном положении можно только тогда, когда в баках поддерживалось избыточное давление. Эта ракета, как, впрочем, и другие баллистические ракеты, может иметь очень узкий диапазон траекторий, нести только вполне определенные полезные грузы, но в то же время ее дорогостоящая тяговая система (баки, двигатели, агрегаты, обеспечивающие их функционирование, и т. д.) рассчитана лишь на один запуск. Все эти ограничения связаны именно с необходи-

\* Величина  $\mu$  называется числом Циолковского.

мостью запастись на борту ракеты большое количество реактивной массы.

Уменьшить этот запас можно, только увеличив скорость истечения продуктов сгорания  $v_a$ . А это, в свою очередь, вынуждает искать методы применения в тяговых системах новых видов энергии. Существуют поэтому проекты двигателей, использующих ядерную, солнечную и другие виды энергии. Особое предпочтение следует отдать, с нашей точки зрения, проектам двигателей и тяговых систем, использующих внешнюю среду (атмосферу планет, межзвездный газ, внешние магнитные поля и т. д.), поскольку эти двигатели будут, очевидно, лишены основного упомянутого выше недостатка. Отдельные проекты предусматривают различную комбинацию двигателей, использующих бортовые ресурсы, с двигателями, использующими ресурсы внешние. Большое количество таких проектов и отсутствие необходимых критериев для оценки их эффективности создают трудности в выборе наилучшей тяговой системы, тем более что в ряде случаев ее вообще нельзя рассматривать изолировано от выполняемой программы полета.

Некоторые принципы работы таких систем, например принципы работы воздушно-реактивных двигателей, широко применяются в авиации, но вопрос установки этих систем на первые ступени космических ракет-носителей остается открытым. Другие системы, такие, как аппараты, взаимодействующие с внешними электрическим и магнитным полями, являются проблемными во многих отношениях. Системы типа фотонного двигателя рассматриваются скорее в силу их необходимости и привлекательности как средства получения околосветовых скоростей полета, чем в силу имеющихся возможностей их реализации.

Поскольку в настоящее время космос изучен недостаточно и маловероятно, что использование внешней массы и энергии будет настолько эффективным, что не потребует некоторого запаса массы (и тем более энергии) на борту летательного аппарата, большое внимание должно уделяться и комбинированным тяговым системам, т. е. системам, использующим наряду с внутренними бортовыми еще и внешние ресурсы.

Решение проблемы использования внешней массы, а затем и энергии позволит со временем почти полностью снять ограничение на продолжительность активного полета аппарата, устранить необходимость иметь одноразовые носители, неограниченно увеличит их тяговую и экономическую эффективность, маневренность, повысит надежность.

**Краткий исторический обзор.** В современной технической и даже учебной литературе не совсем правильно, на наш взгляд, оценивается роль жидкостного ракетного двигателя как единственного средства создания тяги для космических летательных аппаратов. Более того, иногда этот неверный вывод приписывают основоположнику науки о ракетоплавании К. Э. Циолковскому ([1], стр. 47). Всем известно, что именно Циолковский, который

первый в мире предложил схему ЖРД, первый заметил и его недостатки ([2], стр. 27).

К. Э. Циолковский знал, что любой тепловой двигатель рассеивает в окружающее пространство значительно больше энергии \*, чем ее затрачивается на совершение полезной работы. Это обстоятельство отражается на характеристиках летательных аппаратов и особенно ракет, где превращается в проблему запаса топлива. Именно запас топлива лимитирует в настоящее время полезную нагрузку и дальность полета ракеты или, вообще говоря, любого летательного аппарата, использующего для своего движения реакцию истечения запасенной на борту массы.

Все это заставило великого русского ученого прийти к выводу о необходимости применения обратимых, т. е. идущих без изменения или с уменьшением энтропии, процессов [3].

Идея состоит в использовании внешних ресурсов. В атмосфере, например, рассеяно большое количество тепловой энергии. Можно попытаться полезно ее использовать, причем даже тогда, считает К. Э. Циолковский, когда температура окружающей среды ниже температуры летательного аппарата. Но это противоречило бы второму началу термодинамики, так как означало бы уменьшение энтропии. Циолковский считал, что такое препятствие преодолимо, так как закон возрастания энтропии не является абсолютным законом природы, таким, например, как закон сохранения энергии (первое начало термодинамики). Он понимал, что разрешение этой проблемы — дело далекого будущего, и поэтому обращал внимание на использование внешних ресурсов с помощью обычных процессов, почти не сопровождающихся увеличением энтропии. Как известно, такие процессы — процессы силового взаимодействия тел за счет связанных с ними материальных полей ([3], стр. 67) — электрических, магнитных и гравитационных. К. Э. Циолковский полагал, что гравитационная энергия наиболее важна для космических полетов [4].

Но если Циолковский только поставил задачу использования энергии гравитации, рассеянной тепловой энергии и сил взаимодействия вещества и электромагнитного поля, то его продолжатели — энтузиасты ракетных полетов — думают уже над более конкретным воплощением этой идеи. В частности, талантливый ученик К. Э. Циолковского советский инженер Ф. А. Цандер, работы которого явились важным вкладом в отечественную ракетную технику, занимался вопросами электростатической защиты корабля от метеоритов, использованием внешних ресурсов и особенно атмосфер планет и новыми способами создания тяги [5].

Обширный и ценный материал, полученный в результате современных космических экспериментов, позволяет считать техниче-

\* Следует учитывать также и рассеяние энергии, заключенной в инертной массе реактивной струи и вычисляемой по формуле  $E = mc^2$ , где  $m$  — инертная масса, а  $c$  — скорость света.

ские гипотезы Ф. А. Цандера правильными и принципиально осуществимыми.

Одностороннее рассмотрение космических тяговых систем, превеличение роли ЖРД может явиться тормозом для развития работ по изысканию новых способов создания тяги. Цандер же наряду со многими конкретными работами в области создания ЖРД большое внимание уделял перспективным исследованиям. Это очень важно, так как до сих пор не все понимают необходимость широкого развития перспективных работ, которые, по словам Циолковского, кое-кто понимает как «отвлеченную игру праздных умов» ([6], стр. 37).

Что же касается принципов создания тяговых усилий при взаимодействии электрических и магнитных полей, то в 30-е годы уже существовали необходимые научные (физические) исследования по этому вопросу. Особенно интенсивно изучались законы взаимодействия заряженных тел конечных размеров, а применительно к потребностям техники — вопросы создания левитирующих летательных аппаратов, т. е. аппаратов, способных неограниченно долго висеть в гравитационном поле Земли в результате отталкивания от искусственного внешнего поля \*. Привлекательность этого явления состоит в том, что такой аппарат, в отличие, скажем, от аппаратов на воздушной подушке, может практически не расходовать запасенной на борту массы. Однако в то время еще не были известны малогабаритные, но достаточно мощные источники электроэнергетики, поэтому такой способ противодействия гравитации считался малоперспективным ([7], стр. 763).

Следует отметить, что идеи использования ядерной энергии уже тогда стали овладевать умами многих передовых физиков, и нет ничего удивительного в том, что некоторые инженеры, намечая проекты летательных аппаратов будущего, надеялись именно на появление этих новых источников энергии.

Большое внимание, по-видимому, уделялось подобным работам и в Германии. В 1945 г. часть немецких специалистов по ракетной технике продолжала эти исследования в США. До 1952 г. в зарубежных журналах (особенно американских) появлялись статьи некоторых из них, касающиеся вопроса использования для движения летательных аппаратов энергии различных полей. Так, журнал американского ракетного общества в Детройте «Rocketscience» иногда публиковал в качестве предисловий к статьям подобного рода замечания редакции об их авторах. Из этих замечаний можно было понять, что в Германии существовала особая группа перспективных исследований, которая занималась вопросами использования энергии полей и которая почти целиком оказалась после второй мировой войны в США [8, 9]. Об исследо-

\* Напомним, что термином «левитация» пользовался еще И. Ньютон для характеристики кометных хвостов, якобы не подверженных гравитации. Следуя Ньютону, мы специально выделяем это замечательное состояние равновесия, тем более, что оно имеет большое практическое значение.

ваниях подобного же рода во Франции писал журнал «Aviation Magazine» [10]. Отмечалось, что французский ученый Паже этими вопросами занимается начиная с 30-х годов.

В настоящее время результаты работ по использованию энергии полей в тяговых системах летательных аппаратов почти не публикуются. Однако о них кратко сообщается в многочисленных популярных статьях, ссылки на которые будут встречаться и в этой книге.

**Основной принцип движения летательных аппаратов.** Основной принцип любого движения, а не только движения летательных аппаратов, — принцип сохранения количества движения, следующий из третьего закона Ньютона. Согласно этому принципу замкнутая, не подверженная действию внешних сил механическая система не может изменить своего количества движения и направления движения в пространстве. Когда говорят о разных принципах создания тяги, то подразумевают при этом только различие замкнутых механических систем и способов взаимодействия между их элементами. Любое неинерционное движение является движением реактивным. Это означает, что всегда можно выделить такую систему, количество движения которой остается неизменным. Наиболее ярко этот принцип проявляется при движении ракеты, которая до начала работы двигателей (речь идет об их включении в космическом пространстве с пренебрежимо малым или скомпенсированным другими силами гравитационным полем) сама может считаться замкнутой системой. Во время же работы двигателей такой системой будет ракета вместе с истекающими из нее продуктами сгорания. Если речь идет о полете ракеты вблизи Земли, то в рассматриваемую замкнутую систему должна входить и Земля, так как она связана с ракетой гравитационной силой. Потери тяги на преодоление гравитации обусловлены тем, что ракете приходится «тащить» за собой Землю, связанную с ней невидимыми нитями гравитационного притяжения.

Движение летательных аппаратов, взаимодействующих с внешними электрическим и магнитным полями, не является чем-то новым с точки зрения основного принципа движения, однако замкнутую систему здесь определить значительно труднее. Если, например, будет создан корабль, взаимодействующий с галактическим магнитным полем, то такой системой следует считать в общем случае всю нашу Галактику. Однако даже при взаимодействии сколь угодно тяжелого, в нашем понимании, корабля с магнитным или электростатическим полем Земли или другой планеты всегда можно исследовать его движение в координатах, связанных с ее центром тяжести, так как последний практически не меняет своего положения. Создается впечатление, что такая электромагнитная или электростатическая тяговая система обладает бесконечно большой экономичностью, потому что работает «без отброса массы». На самом же деле отбрасываемой массой в данном случае является сама Земля.



Когда речь идет о «солнечном парусе», в качестве замкнутой системы можно рассматривать корабль и только тот поток квантов электромагнитного излучения, который с ним взаимодействует.

Правильное определение замкнутой системы позволяет выбрать более удобную координатную систему, в которой рассматривается движение аппарата, но для практических анализов самой тяговой системы (с конструктивной и энергетической точек зрения) это делать не обязательно.

С внешними массами летательный аппарат может взаимодействовать в результате упругих и неупругих механических столкновений (например, торможение и подъемная аэродинамическая сила в атмосфере), термодинамически (забор, нагрев и разгон атмосферного воздуха в воздушно-реактивных двигателях), электро- и магнитодинамически (забор воздуха, его ионизация и разгон с помощью электродинамических усилий), а также за счет гравитационного притяжения.

Следует отметить, что взаимодействие летательного аппарата с такими крупными объектами, как наша Галактика, может иметь только условный смысл — главным образом из-за того, что нельзя точно назвать массы — носители галактического гравитационного, электромагнитного, а возможно, и какого-либо другого, пока еще неизвестного материального поля. Ниже приведены оценки внешних масс ( $кг$ ), с которыми в общем случае может взаимодействовать летательный аппарат будущего.

Наблюдаемая часть Вселенной . . . . .	$10^{51}$
Млечный Путь (наша Галактика) . . . . .	$10^{42}$
Большое Магелланово Облако . . . . .	$10^{40}$
Малое Магелланово Облако . . . . .	$5 \cdot 10^{39}$
Солнце . . . . .	$1,983 \cdot 10^{30}$
Планеты солнечной системы . . . . .	$3,17 \cdot 10^{23} - 1,9 \cdot 10^{27}$
Земля . . . . .	$5,98 \cdot 10^{24}$
Луна . . . . .	$7,35 \cdot 10^{22}$
Астероиды . . . . .	$10^6 - 10^{20}$
Метеорные тела . . . . .	$10^{-15} - 10^6$
Космическая пыль (микрометеориты) . . . . .	$10^{-19} - 10^{-15}$
Молекулярные и атомные частицы . . . . .	$1,64 \cdot 10^{-27} - 10^{-24}$
Электроны . . . . .	$9,107 \cdot 10^{-31}$
Нейтрино . . . . .	$10^{-38} (?)$
Кванты электромагнитного излучения . . . . .	$0$

**Принципы преодоления инерции и гравитации.** Согласно введенному Эйнштейном принципу эквивалентности — основному постулату общей теории относительности, тяжелая и инерционная массы физически равноценны. Но с точки зрения механического ускорения массы это далеко не равнозначные понятия. Тело, обладающее инерцией, но не подверженное действию гравитации, может быть разогнано любой сколь угодно малой силой, в то время как реальное тело с массой  $M_{л.а.}$ , но находящееся в гравитационном поле, требует для своего подъема конечной тяги  $R$ , минимальная величина которой однозначно определяется весом

тела или, иначе говоря, силой  $F$  его гравитационного притяжения:

$$R = |F| = \gamma \frac{M_{\text{л. а}} M_{\text{пл}}}{r^2},$$

где  $\gamma$  — постоянная тяготения;  $M_{\text{пл}}$  — масса планеты;  $r$  — расстояние между центрами тяжести тела и планеты. Тяга  $R$  должна быть направлена против силы притяжения. Очевидно, что при

$$R = F$$

рассматриваемая масса (летательный аппарат) будет неподвижно висеть в гравитационном поле притягивающего тела. При условии

$$R < F$$

вертикальный подъем невозможен, а при

$$R > F$$

будет наблюдаться ускоренное движение, или удаление летательного аппарата от притягивающего тела.

Естественно, что на создание тяги  $R$  должна затрачиваться определенная энергия. В частности, каждое притягивающее тело характеризуется величиной потенциальной ямы или гравитационным потенциалом (энергия, которую необходимо приложить к каждому килограмму выводимого из сферы притяжения груза)

$$\frac{E_{\text{п}}}{M_{\text{л. а}}} = -\gamma \frac{M_{\text{пл}}}{r}.$$

Величину  $E_{\text{п}}$  нередко называют также потенциальной энергией притягиваемого тела.

Тела, движущиеся по инерции в отсутствие гравитации характеризуются кинетической энергией или кинетическим потенциалом, если речь идет об одном килограмме массы тела:

$$\frac{E_{\text{к}}}{M_{\text{л. а}}} = \frac{v^2}{2},$$

где  $v$  — скорость движения тела.

Полная энергия каждого килограмма массы тела

$$\frac{E_{\text{п}} + E_{\text{к}}}{M_{\text{л. а}}} = -\gamma \frac{M_{\text{пл}}}{r} + \frac{v^2}{2}.$$

Массу рассматриваемого тела обозначаем  $M_{\text{л. а}}$ , так как подразумеваем летательный аппарат.

Из поля гравитационного притяжения тело может выйти только тогда, когда

$$\gamma \frac{M_{\text{пл}}}{r} = \frac{v^2}{2}.$$

Скорость, вычисленная из этого соотношения, называется скоростью отрыва, второй космической или скоростью ухода из сферы тяготеющего тела. В табл. В.1 приведены массы, радиусы, энергии

Таблица В.1

## Характеристики некоторых тел Солнечной системы

Тело	Масса, кг	Радиус, м	Энергия потенциальной ямы		Вторая космическая скорость, м/сек
			дж/кг	ккал/кг	
Солнце	$1,983 \cdot 10^{30}$	$6,96 \cdot 10^8$	$1,91 \cdot 10^{11}$	$4,56 \cdot 10^7$	$6,18 \cdot 10^5$
Меркурий	$3,17 \cdot 10^{23}$	$2,42 \cdot 10^6$	$8,74 \cdot 10^6$	$2,09 \cdot 10^3$	$4,18 \cdot 10^3$
Венера	$4,87 \cdot 10^{24}$	$6,20 \cdot 10^6$	$5,24 \cdot 10^7$	$1,26 \cdot 10^4$	$1,02 \cdot 10^4$
Земля	$5,98 \cdot 10^{24}$	$6,38 \cdot 10^6$	$6,25 \cdot 10^7$	$1,5 \cdot 10^4$	$1,12 \cdot 10^4$
Марс	$6,40 \cdot 10^{23}$	$3,40 \cdot 10^6$	$1,25 \cdot 10^7$	$3,0 \cdot 10^3$	$5,00 \cdot 10^3$
Юпитер	$1,90 \cdot 10^{27}$	$7,14 \cdot 10^7$	$1,77 \cdot 10^9$	$4,23 \cdot 10^5$	$5,97 \cdot 10^4$
Сатурн	$5,69 \cdot 10^{26}$	$6,04 \cdot 10^7$	$6,28 \cdot 10^8$	$1,50 \cdot 10^5$	$3,54 \cdot 10^4$
Уран	$8,7 \cdot 10^{25}$	$2,38 \cdot 10^7$	$2,44 \cdot 10^8$	$5,83 \cdot 10^4$	$2,20 \cdot 10^4$
Нептун	$1,03 \cdot 10^{26}$	$2,23 \cdot 10^7$	$3,08 \cdot 10^8$	$7,36 \cdot 10^4$	$2,48 \cdot 10^4$
Плутон	$5,40 \cdot 10^{24}$	$7,20 \cdot 10^6$	$5,00 \cdot 10^7$	$1,20 \cdot 10^4$	$1,00 \cdot 10^4$
Луна	$7,35 \cdot 10^{22}$	$1,74 \cdot 10^6$	$2,81 \cdot 10^6$	$6,71 \cdot 10^2$	$2,37 \cdot 10^3$

потенциальных ям и значения скоростей отрыва для некоторых тел Солнечной системы.

Теперь вернемся к условию

$$R = F$$

и отметим, что если для вывода тела из сферы притяжения планеты требуется затратить вполне определенную работу, равную энергии  $E_{\text{п}}$ , то для левитации тела в гравитационном поле в течение заданного отрезка времени, т. е. для создания силы  $R$ , могут потребоваться различные мощности, так как они определяются методом создания тягового усилия.

Исключение составляют искусственные спутники, которые могут находиться в течение всего полета на одной и той же высоте. Энергия вывода искусственного спутника на орбиту и тангенциальная скорость относительно поверхности планеты, которую необходимо ему сообщить, для каждой высоты строго определены. Скорость, в частности, находят из условия равенства гравитационной и противоположной ей инерционной силы:

$$\frac{M_{\text{л. а}} v_{\text{T}}^2}{r} = \gamma \frac{M_{\text{л. а}} M_{\text{пл}}}{r^2},$$

где  $v_{\text{T}}$  — тангенциальная скорость, а  $r$  — расстояние между центрами тяжести спутника и планеты. Из этого выражения получаем окончательно

$$v_{\text{T}} = \sqrt{\frac{\gamma M_{\text{пл}}}{r}}.$$

Тангенциальная кинетическая энергия спутника

$$E_{\text{T}} = \frac{M_{\text{л. а}} v_{\text{T}}^2}{2} = \gamma \frac{M_{\text{л. а}} M_{\text{пл}}}{2r}.$$

Поскольку для запуска летательного аппарата на круговую орбиту необходимо не только сообщить ему кинетическую энергию, но и затратить некоторую часть энергии на преодоление гравитационной силы притяжения, можно утверждать, что полная энергия запуска спутника без учета потерь на управление и на сопротивление атмосферы выразится следующим образом:

$$E_{л. а} = \left| -\gamma \frac{M_{л. а} M_{пл}}{2r} + \gamma \frac{M_{л. а} M_{пл}}{R_{пл}} \right| = \\ = \left| -\frac{\gamma M_{л. а} M_{пл}}{2r} + E_{пл} \right|,$$

где  $R_{пл}$  — радиус планеты.

Отсюда видно, что энергия вывода одного килограмма массы на круговую орбиту постоянна для заданного радиуса орбиты  $r$ .

Условие неподвижности искусственного спутника относительно земной поверхности соблюдается тогда, когда кроме необходимого равенства силы гравитационного притяжения и центральной силы накладывается дополнительное ограничение: угловая скорость вращения спутника должна быть такой же, как и угловая скорость вращения Земли, т. е.  $7,292 \cdot 10^{-5}$  рад/сек. Радиус орбиты этого, так называемого «стационарного» спутника определится из соотношений:

$$\frac{v_m^2}{r} = \gamma \frac{M_{пл}}{r^2}; \\ v_m = r \cdot 7,292 \cdot 10^{-5},$$

откуда высота орбиты для Земли

$$H = r - R_з = \sqrt{\frac{\gamma M_{пл}}{(7,292 \cdot 10^{-5})^2}} - 6380 = \\ = 35\,920 \approx 36\,000 \text{ км.}$$

Таким образом, выполнены оба условия левитации: постоянство высоты и неподвижность летательного аппарата относительно земной поверхности, причем никакой энергии на поддержание этого состояния затрачивать не требуется. На меньших высотах левитация обеспечивается только в том случае, если гравитационное притяжение скомпенсировано силами гравитации посторонних тел; усилием, развиваемым реактивной тяговой системой; силами взаимодействия электромагнитных полей.

Гравитационным компенсатором мог бы стать искусственный спутник Земли, запущенный на стационарную орбиту высотой 36 000 км. Если желательно, например, иметь невесомость на высоте 100 км, то необходимую массу компенсирующего спутника можно определить из соотношения

$$\frac{M_з}{(R_з + H_0)^2} = \frac{M_{л. а}}{(H_{л. а} - H_0)^2},$$

где  $R_3$  — радиус Земли;  $H_0$  — высота, на которой создается нулевое гравитационное поле;  $H_{л. а}$  — высота полета стационарного компенсирующего спутника. Из этого выражения получаем

$$M_{л. а} = \frac{(36\,000 - 100)^2}{(6380 + 100)^2} M_3 = 31 M_3.$$

Как говорится, комментарии о технической реализуемости такого способа компенсации гравитации излишни!

Следует отметить, однако, что в природе существуют такие места в космосе, в которых гравитация двух близлежащих небесных тел взаимно уравновешена. Например, между Землей и Луной такая зона расположена на расстоянии 38 440 км от центра Луны или на высоте 36 712 км от ее поверхности.

Сила гравитации компенсируется тяговым усилием реактивной двигательной установки летательного аппарата в результате отброса реактивной массы:

$$R = \frac{d(mv_a)}{dt} = v_a \frac{dm}{dt} + m \frac{dv_a}{dt} = v_a \dot{m} + m \dot{v}_a,$$

где  $R$  — тяга, развиваемая двигательной установкой\*;  $m$  — истекающая из нее масса;  $v_a$  — скорость истечения массы;  $t$  — время.

Если масса не разгоняется (например, электромагнитным полем) вне летательного аппарата, то принимается, что

$$m \dot{v}_a = 0$$

и, следовательно,

$$R = v_a \dot{m}.$$

Основной недостаток такого способа гравитационной компенсации или, точнее, противодействия гравитации — необходимость запастись массой на борту летательного аппарата. В результате тяга должна компенсировать не только полезный вес, но и вес запасенного количества реактивной массы.

Применение атмосферно-реактивных тяговых устройств позволяет значительно снизить количество запасаемой на борту массы. Но такие устройства нельзя использовать на планетах, лишенных атмосферы (например, на Луне), и в космосе.

Электромагнитные способы компенсации притягивающих усилий были известны еще в глубокой древности. Все они связаны с возможностью получения отталкивающего усилия  $R_3$  или  $R_M$  между двумя одноименными электрическими зарядами или магнитными полюсами:

$$R_3 = \frac{Q_{л. а} Q_{пл}}{\epsilon r^2},$$

$$R_M = \frac{1}{\mu} \cdot \frac{B_{л. а} B_{пл}}{r^2}.$$

\* Строгий вывод формулы для тяги обычных ракет см. в книге Р. Ф. Аппазова, С. С. Лаврова, В. П. Мишина «Баллистика управляемых ракет дальнего действия». М., «Наука», 1966.



Силу притяжения в динамических случаях можно скомпенсировать силой Лоренца:

$$\mathbf{R}_л = Q_{л. а} (\mathbf{E}_{пл} + [\mathbf{v} \times \mathbf{B}_{пл}]),$$

где  $Q_{л. а}$  — электростатический заряд летательного аппарата;  $\mathbf{E}_{пл}$  — вектор напряженности внешнего (планетного) электростатического поля;  $\mathbf{v}$  — скорость движения летательного аппарата;  $\mathbf{B}_{пл}$  — магнитная индукция внешнего магнитного поля.

Кратковременные тяговые усилия можно получить за счет динамических электромагнитных явлений. При этом также не будет необходимости расходовать бортовую массу. Используя понятия скалярного потенциала  $\varphi$  электрического поля и векторного потенциала  $\mathbf{A}$  магнитного поля, можно записать выражение для силы Лоренца  $\mathbf{R}_л$  в таком виде:

$$\mathbf{R}_л = -Q_{л. а} \text{grad } \varphi - Q_{л. а} \left( \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - [\mathbf{v} \times \text{rot } \mathbf{A}] \right),$$

где  $Q_{л. а} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$  — сила, обусловленная изменением магнитного поля во времени. На практике эта сила может быть использована кратковременно, так как насыщение магнитных систем происходит очень быстро.

Таким образом, имеется возможность создания различными способами тяговых усилий, позволяющих скомпенсировать (частично или полностью) притяжение планеты.

Приведем теперь некоторые соображения о кратковременной кажущейся компенсации инерции и тяготения при помощи внутренних сил.

Кратковременное квазитяговое усилие без выброса реактивной массы можно получить чисто механическим путем. Для этого

Рис. В.1. Схема создания внутренней силы при переливании жидкости в баках. Наружные контуры системы приобретают скорость из-за эквивалентного смещения центра тяжести.

в замкнутой системе необходимо создать какой-либо вид поступательного движения, например перекачивать жидкость из одного бака в другой (рис. В.1). Пока течет жидкость, на систему как бы действует усилие (нескомпенсированная часть реакции истекающей жидкости), которое можно использовать для ориентации и корректировки или для смягчения удара о поверхность планеты. Следует только помнить, что в отличие от действия обычной реактивной тяги в данном случае общее количество движения системы не меняется. Следовательно, возможности подобной «тяговой систе-

мы» ограничены: чем большее время надо поддерживать «тягу», тем меньше ее величина. Это явление вряд ли может найти эффективное применение на практике. Скорее всего, его просто придется учитывать при анализе динамики полета систем типа космический корабль + танкер-заправщик и др.

Совсем иная картина получается, если используются внешние ресурсы, причем силы воздействия внешней среды на систему нелинейно зависят от скорости перемещения последней. Например, при известной тренировке можно заставить лодку плыть без весел — только за счет перемещений пассажиров. Для космических систем это явление также может найти применение. Если взять уже рассмотренную систему с двумя баками, перемещающуюся по околоземной круговой орбите на высотах 100—200 км, то за счет периодических возвратно-поступательных движений при переливах система будет оказываться в зонах с разным градиентом гравитационного потенциала и разным аэродинамическим сопротивлением. Это дает теоретическую возможность либо выйти на более высокую орбиту, либо осуществить спуск на Землю при помощи тяговой системы без выброса бортовой массы. Все будет зависеть от того, в какую сторону сделано первое движение. Очевидно, что такую космическую систему нельзя назвать внешне изолированной, так как в ее перемещении участвуют внешние силы.

В связи с этим следует упомянуть одну из распространенных ошибок (пример тому сенсационный аппарат Дина), что можно якобы изменить движение центра тяжести изолированной от внешних сил инерциальной системы\*.

**Требования к энергетике тяговой системы летательного аппарата.** Если рассматривать некоторую систему, получающую тяговое усилие в результате расходования своей массы, и предположить, что энергия, подведенная к единице выбрасываемой массы, может быть любой (для обычных ЖРД эта энергия ограничена калорийностью топлива), то можно в общем (релятивистском) случае получить следующее.

На режиме левитации тяга

$$R = gM_{л. а}(t).$$

Для левитации единицы массы

$$R = g,$$

\* При этом не всегда стараются построить машину из валов и шестеренок типа «вечного двигателя», но нередко ссылаются на достижения теории поля, физики элементарных частиц, общей теории относительности и т. д. В связи с этим хотелось бы отметить замечательный факт: все эти достижения стали возможны именно потому, что физика прежде всего опирается на фундаментальные законы природы — законы сохранения, а создатели «вечных двигателей» или «машин Дина», как правило, игнорируют их. Необходимо отметить, что имеющийся в СССР патент машины Нормана Дина [11] не представляет какую-либо сенсацию с точки зрения открытия новых принципов механики. Эта машина никогда не летала и не предназначена для этого.

причем в релятивистском случае

$$R = g = \frac{\dot{M} v_a}{\sqrt{1 - \frac{v_a^2}{c^2}}}.$$

Отсюда следует, что доля массы летательного аппарата  $\dot{M}$ , расходуемая в единицу времени,

$$\dot{M} = \frac{g}{v_a} \sqrt{1 - \frac{v_a^2}{c^2}}.$$

Мощность, необходимая для левитации единицы массы, выразится следующим соотношением [12]:

$$\begin{aligned} N_{\text{л}} &= \dot{M} c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - v_a^2/c^2}} - 1 \right) = \\ &= \frac{g c^2}{v_a} \left( 1 - \sqrt{1 - v_a^2/c^2} \right), \end{aligned}$$

т. е. она зависит только от скорости истечения реактивной массы.

Обозначим интервал времени, в течение которого масса  $M_{\text{л. а}}$  уменьшается наполовину,  $\tau_{1/2}$ . Если учесть, что

$$dM_{\text{л. а}}(t) = -\dot{M} M_{\text{л. а}}(t) dt,$$

то

$$\tau_{1/2} = \frac{v_a \ln 2}{g \sqrt{1 - \frac{v_a^2}{c^2}}}.$$

На рис. В.2 приведен график удельных мощностей

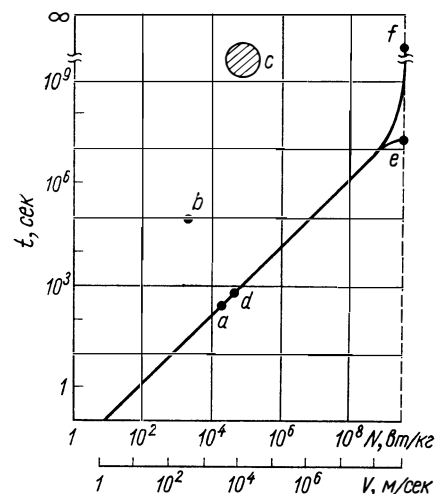


Рис. В.2. Зависимость времени левитации от удельной мощности тяговых систем или от скорости истечения реактивной струи.

левитации, построенный по приближенным формулам [12]:

$$N_{\text{л}} = \frac{g^2 \tau_{1/2}}{2 \ln 2} \approx 69 \tau_{1/2},$$

$$v_a = \frac{g \tau_{1/2}}{\ln 2} \approx 14 \tau_{1/2}.$$

При удельной мощности  $10^9$  вт/кг и выше эти соотношения перестают быть точными, однако следует отметить, что такая мощность не характерна даже для предполагаемых термоядерных энергетических установок. Точка *a* на рис. В.2 соответствует мощности современных ЖРД.

Все сказанное было справедливо для левитации объектов над любыми космическими тяготеющими массами (т. е. *g* не обяза-

тельно равно  $9,8 \text{ м/сек}^2$ ), лишенными какой бы то ни было внешней среды. Если речь идет о создании тягового усилия в результате захвата, разгона и выбрасывания внешней массы, скажем, атмосферы Земли, то эффективность тяговой системы возрастает. Например, для современных вертолетов с поршневыми или турбовинтовыми двигателями характерна точка *e* на рис. В.2\*.

Летательные аппараты будущего с теплообменными воздушно-реактивными двигателями на ядерном горючем занимают область *c*. Практически можно считать, что применение ядерной энергии позволит кардинально изменить энергетику летательных аппаратов, особенно в случае использования внешней среды. Применение же ядерной энергии в схеме с выбросом бортовой реактивной массы будет менее выгодным (точка *d* на рис. В.2).

Существует и более интересная схема такого устройства [13], так называемый «ионокрафт», модель которого якобы устойчиво левитировала при токе  $3 \cdot 10^{-3} \text{ а}$ , напряжении на электродах 30 000 *в* и общей мощности 90 *вт*. Принцип его действия, согласно утверждениям автора, состоит в том, что заряженный шар образует отрицательные ионы воздуха, движущиеся по направлению к положительно заряженной сетке, на которой происходит их разрядка без уменьшения скорости. Мощность, затрачиваемая на левитацию «ионокрафта», примерно в 10 раз превышает мощность левитации вертолета того же веса, однако при этом не требуется расходования бортовой массы. Для аппаратов такого типа, если они будут построены, эффективность левитации определится также областью *c* на рис. В.2.

Для сравнения заметим, что идеальный фотонный двигатель, у которого вся запасенная на борту масса переходит в излучение фотонной реактивной струи, будет характеризоваться точкой *e*, а тяговая система, у которой расходуется бортовая масса, но вся мощность подводится извне, — точкой *f* (см. рис. В.2).

Этих примеров достаточно для демонстрации того, что чем выше запас бортовой энергии, тем меньше при постоянном времени левитации расходуется бортовой реактивной массы, поскольку можно получить реактивную струю той же мощности:

$$N_a = \dot{G}_6 \frac{v_a^2}{2g} = \frac{1}{2} Rv_a$$

при меньшем расходе массы ввиду большей скорости ее истечения.

В случае применения такого мощного энергетического источника, как бортовой ядерный реактор в сочетании с внешним источником массы, расход бортовой массы практически равен нулю. Но это не означает, что малогабаритный легкий и очень мощный ядерный источник бортовой энергии — лучший с точки зрения энергетического обеспечения тягового устройства. Изме-

\* Многоцелевой американский вертолет КАМАН НИ2К-1, разработанный по заказу ВМС США, имеет максимальный вес 4105 кг, емкость топливных баков 1050 л, а мощность его двигателя ТВДТ58-GE-6 составляет 1050 л. с.

ство, что он требует тяжелой биологической защиты, должен быть надежным (из-за невозможности его исправления в полете людьми) или же иметь сложные автоматические устройства для необходимых ремонтных работ.

Значительно выгоднее использовать не только внешнюю массу, но и внешнюю энергию. Например, левитация за счет аэростатической (архимедовой) силы есть не что иное, как использование энергии давления атмосферы и градиента давления, обусловленного гравитационным полем планеты. В этом случае летательный аппарат должен иметь очень небольшой запас энергии, аккумулируемой сжатым газом (гелием или водородом), заполняющим несущий баллон. Интересно отметить, что этот метод левитации — самый выгодный на Земле и вообще на планетах с плотной атмосферой. В частности, для Венеры, где атмосферное давление на поверхности планеты составляет  $20 \cdot 10^5$  н/м<sup>2</sup>, а температура равна примерно 400° С [14], возможности использования архимедовой силы примерно такие же, что и на Земле.

Архимедова подъемная сила, действующая на 1 м<sup>3</sup> объема тела (удельная аэростатическая подъемная сила), равна плотности атмосферы, умноженной на ускорение силы тяжести, соответствующее данной планете и данной высоте над ее поверхностью:

$$R_a = \rho g = \gamma.$$

Значения удельных аэростатических подъемных сил на поверхности Венеры, Земли и Марса приведены в табл. В.2.

**Т а б л и ц а В. 2**

*Аэростатические подъемные силы  
на поверхности Венеры, Земли и Марса*

Планета	Плотность атмосферы, кг/м <sup>3</sup>	Ускорение силы, тяжести, м/сек <sup>2</sup>	Удельный вес или архимедова сила, н/м <sup>3</sup>
Венера	1,4	8,50	11,9
Земля	1,25	9,82	12,3
Марс	0,004	3,76	0,015

Другой способ преодоления гравитационного притяжения — использование электромагнитных отталкивающих сил. Как и в случае применения аэростатической силы атмосферы, здесь на летательный аппарат действует сила, обусловленная градиентом потенциального поля, электрического или магнитного. На летательном аппарате заключена только часть энергии левитации, а остальная энергия получается извне. Изучение методов использования внешних электростатических и магнитных полей для создания тяговых

усилий представляется актуальным в связи с тем, что эти способы экономичны (с энергетической точки зрения) и совершенно не требуют истечения из летательного аппарата реактивной массы (хотя бы и захваченной извне).

В действительности же отсутствие реактивного принципа движения только кажущееся, так как здесь, как и в любой замкнутой системе, можно указать расходующую массу, но такой массой теперь будет сама планета, например искусственно заряженная электростатическим электричеством Луна [15]. Электростатический метод создания тяги прежде всего характерен тем, что полетный коэффициент полезного действия всегда равен единице, т. е. своей максимальной величине.

Для определения электростатического тягового усилия используется закон Кулона. Полная энергия электростатического взаимодействия летательного аппарата и планеты выразится соотношением

$$E_{\text{э}} = \left| \frac{C_{\text{л. а}} \Phi_{\text{л. а}}^2}{2} \right| + \left| \frac{C_{\text{пл}} \Phi_{\text{пл}}^2}{2} \right|,$$

где  $C_{\text{л. а}}$  и  $C_{\text{пл}}$  — емкости, а  $\Phi_{\text{л. а}}$  и  $\Phi_{\text{пл}}$  — потенциалы электростатического поля соответственно для летательного аппарата и планеты.

Условие минимума энергии

$$\Delta E_{\text{э}} = dE_{\text{э}} = 0$$

даст

$$\left| \frac{C_{\text{л. а}} \Phi_{\text{л. а}}^2}{2} \right| = \left| \frac{C_{\text{пл}} \Phi_{\text{пл}}^2}{2} \right|$$

или

$$\frac{\Phi_{\text{л. а}}}{\Phi_{\text{пл}}} = \sqrt{\frac{C_{\text{пл}}}{C_{\text{л. а}}}}.$$

Оно означает равенство энергий, запасенных на летательном аппарате и на планете. Отсюда следует, что не вся, а только половина энергии левитации должна быть запасена на летательном аппарате. Если повысить еще больше потенциал планеты и тем самым несколько ухудшить общую энергетическую эффективность, то можно еще больше снизить количество энергии, запасаемой на борту летательного аппарата.

Летательные аппараты, способные эффективно взаимодействовать с внешними статическими электрическими и магнитными полями, можно по аналогии с аэростатами называть электростатами или магнитостатами.

Существует также способ создания тяги, совершенно не требующий бортовых источников энергии. Он предусматривает использование потоков внешних электромагнитных волн (в нашей Солнечной системе могут быть использованы практически только потоки лучистой энергии Солнца).

Эти примеры показывают, что не могут существовать единые и окончательные требования к энергетической системе летательного аппарата, которую более правильно было бы рассматривать совместно с задачами конкретного полета. Но при этом надо стараться там, где это экономически выгодно, использовать внешние запасы энергии и реактивной массы.

Со временем, когда наука и техника значительно продвинутся вперед в области создания легких и компактных устройств для забора внешней массы, зарядки летательного аппарата статическим электричеством и создания магнитных полей высокой напряженности, возможность широкого использования внешних массово-энергетических ресурсов будет становиться все более реальной.

**Особенности тяговых систем космических летательных аппаратов.** В настоящее время единая терминология по разнообразному классу летательных аппаратов и в особенности по космическим системам отсутствует. В частности, системы, обеспечивающие создание тяговых усилий, включают такие понятия, как двигатель, движитель, двигательная установка, тяговая система.

В дальнейшем будем понимать под тяговой системой устройство, предназначенное для доставки полезного груза в заданную точку пространства или для сообщения ему заданных кинематических параметров.

Под полезным грузом будем понимать объект, который предназначен непосредственно для выполнения космической программы.

Таким образом, космический, а условно и любой другой летательный аппарат можно разделить на два самостоятельных по возлагаемым на них функциям элемента: тяговую систему и полезный груз. Понятие «тяговая система», на наш взгляд, предпочтительнее по сравнению с разрозненными определениями ее составных частей.

В табл. В.3 приведены примеры условного разделения летательных аппаратов на тяговую систему и полезный груз. Из таблицы видно, что под тяговой системой подразумевается совокупность всех тех элементов конструкции летательного аппарата, которые обеспечивают воздействие на него внешней силы, а также регулирование этой силы. Под внешней силой в действительности понимается равнодействующая всех сил (включая и аэродинамическое сопротивление), действующих на летательный аппарат.

Таким образом, тяговая система в общем случае включает в себя целый комплекс устройств, обеспечивающих разгон, торможение и левитацию летательного аппарата. В настоящее время внешние силы принято делить на активные (тяга) и пассивные (силы аэродинамических и других сопротивлений). Однако было бы целесообразно для обобщенного анализа привести все эти силы к одной равнодействующей.

Очень часто требуется создавать отрицательную, т. е. направленную против движения, тягу (спуск орбитального корабля на Землю, его мягкая посадка и т. д.). Эта отрицательная тяга

Таблица В.3

## Тяговая система и полезный груз летательных аппаратов

Летательный аппарат	Способность преодолевать притяжение планеты	Способность функционировать вне атмосферы	Тяговая система	Полезный груз
Парашют	Не обладает	Не обладает	Купол, стропы, контейнер, автоматика раскрытия	Спускаемый груз
Аэростат (дирижабль)	Обладает	То же	Оболочка с газом, автоматика наполнения, система подвески кабины	Кабина со всем содержимым, кроме двигателей, горючего и автоматики наполнения
Вертолет	»	» »	Двигатели, роторы, топливные баки, силовой набор, обшивка	Кабина экипажа, шасси
Самолет	»	» »	Двигатели, баки с топливом, рули, плоскости, силовой набор, обшивка	Кабина экипажа, шасси, коммерческий груз
Ракета	»	Обладает	Вся конструкция без отсека с полезным грузом	Отсек с полезным грузом (чаще всего — головной отсек)
Электростат	»	»	Вся конструкция без кабины	Кабина экипажа с вспомогательными системами

может создаваться как активными способами (реактивные двигатели, электродинамические силовые взаимодействия и т. д.), так и пассивными (аэродинамическое сопротивление корпуса летательного аппарата, применение специальных тормозных щитков, парашютов и т. д.). Очевидно, что в последнем случае аэродинамическое сопротивление является не пассивным, а специально организованным. Можно упомянуть и об искусственном регулировании аэродинамического сопротивления при разгоне летательного аппарата (вдув в пограничный слой газов с пониженной вязкостью, магнитоаэродинамическое управление толщиной пограничного слоя, носовой ударной волной и т. д.). Таким образом, аэродинамическое сопротивление (даже пассивное) можно считать частным случаем получения внешней силы, действующей на летательный аппарат.

На рис. В.3 приведена принципиальная схема тяговой системы.

Многие элементы этой системы работают в ряде случаев как одно целое. Например, создание архимедовой и аэродинамической сил, а также тяги «солнечного паруса» требует определенных объемов или площадей, выполняющих одновременно роль прием-



ников и отбрасывателей внешней массы и соответственно роль приемников внешней энергии, которая передается всей массе летательного аппарата.

Разграничение летательного аппарата на тяговую систему и полезный груз во многих отношениях условно. Например,

в полезный груз ракеты может войти парашют для мягкой посадки контейнеров с приборами, а ведь парашют может быть отнесен также и к тяговой системе. Эти примеры можно продолжить, однако следует отметить, что такое деление не является самоцелью, а служит для удобства обобщенного качественного анализа эффективности летательного аппарата в целом. Наиболее успешно такой анализ может быть проведен при исследовании эффективности выполнения одной и той же задачи полета различными летательными аппаратами с одним и тем же полезным грузом.

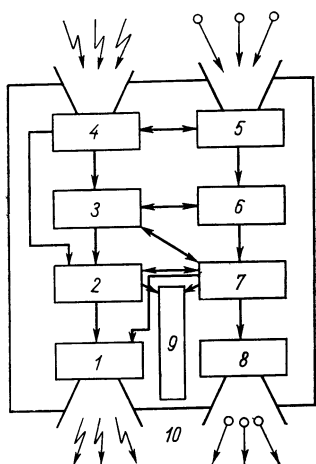


Рис. В.3. Принципиальная схема космической тяговой системы:

1 — сбрасыватели лишней (в основном тепловой) энергии; 2 — преобразователи внутренней энергии; 3 — бортовой аккумулятор энергии; 4 — устройство для приема внешней энергии; 5 — устройство для забора внешней массы; 6 — внутренние (бортовые) запасы массы; 7 — преобразователи внешней энергии; 8 — ускорители; 9 — генераторы материальных полей, обеспечивающих силовое взаимодействие летательного аппарата с внешней средой; 10 — внешняя поверхность.

Непрерывное совершенствование конструктивных схем летательных аппаратов, получение легких и высокопрочных синтетических конструкционных материалов, практическое освоение методов получения высоких напряженностей магнитного поля и высоких электростатических потенциалов, овладение новыми видами энергии, а главное — освоение методов использования внешних массово-энергетических ресурсов позволит, очевидно, надеяться на то, что будут созданы принципиально новые типы космических летательных аппаратов, не требующих для своего старта отделяемых носителей и способных совершать продолжительные перелеты внутри Солнечной системы и даже за ее пределами.

## ЗАПАС МАССЫ И АККУМУЛИРОВАНИЕ ЭНЕРГИИ НА БОРТУ ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА

### § 1.1. Аккумуляирование механической энергии

В настоящее время может показаться невероятным, что полет или хотя бы левитация летательного аппарата могут быть осуществлены за счет аккумуляированной на его борту механической энергии. Известны, правда, различные детские «летающие игрушки» и авиамодели, действующие по этому принципу. Но в летательных аппаратах аккумуляирование механической энергии пока производят только для привода вспомогательных систем (управляющая аппаратура, программные устройства, управление арматурой, пружины различных толкателей, демпферов и т. д.).

**Спиральная пружина** — один из наиболее распространенных аккумуляторов механической энергии. Момент, прикладываемый к пружине во время ее заводки [16],

$$M_z = M_y + M_{тр},$$

где  $M_{тр}$  — момент трения витков друг о друга, а  $M_y$  — момент сил упругости пружины

$$M_y = \frac{IE\beta}{L}.$$

В этой формуле  $I$  — момент инерции сечения пружины  $\frac{b\delta^3}{4}$  ( $b$  — ширина, а  $\delta$  — толщина пружинной ленты);  $E$  — модуль упругости;  $\beta$  — угол скручивания;  $L$  — длина пружины.

При срабатывании пружины развиваемый ею полезный момент

$$M_c = M_z \frac{1-k}{1+k}.$$

Величина  $\frac{1-k}{1+k}$  — коэффициент полезного действия пружины.

который характеризует потери энергии на трение между витками. Очевидно, что при  $k = 0$  трение отсутствует, а при  $k = 1$  пружина не сможет раскручиваться. Коэффициент  $k$  определяется по формуле

$$k = 1 - \frac{\frac{\delta}{2\pi f} + \frac{R_0 - \frac{\delta}{2\pi f}}{e^{f\varphi}}}{R_0 + \frac{\delta\varphi}{2\pi}},$$

где  $f$  — коэффициент трения;  $R_0$  — наименьший внутренний радиус пружины;  $\varphi$  — угол, соответствующий точке приложения скручивающей силы (при полном заводе пружины  $\varphi = \beta$ ).

Потенциальная энергия, накопленная заведенной пружиной,

$$E_{\text{пр}} = M_c\beta = M_c\pi n_b,$$

где  $n_b$  — число поворотов рабочего барабана пружины.

Для увеличения запаса энергии пружины необходимо выбирать оптимальное (из условий минимального веса) соотношение между моментом инерции сечения спирали пружины, ее толщиной, длиной и углом скручивания (увеличение последнего уменьшает к. п. д.). Естественно, что модуль упругости  $E$  во всех случаях должен быть максимальным\*, а коэффициент трения  $f$  — минимальным.

Для упругих накопителей энергии необходимо учитывать релаксацию напряжения со временем и температурную зависимость модуля упругости, так как это ограничивает эксплуатационные характеристики механических аккумуляторов энергии данного типа.

В настоящее время уже создана сталь для пружин с хорошими релаксационными свойствами\*\*.

\* В настоящее время принимается  $E = 2,14 \cdot 10^{11}$  н/м<sup>2</sup>.

\*\* Сталь ЭИ 722 [17], будучи нагруженной до напряжения  $\sigma_0 = 160$  кг/мм<sup>2</sup> (предел упругости этой стали составляет  $\sigma_b = 200$  кг/мм<sup>2</sup>) — за 7500 ч (примерно 10 месяцев) выдержки при комнатной температуре снизила напряжение  $\sigma_0$  всего на 1,5 кг/мм<sup>2</sup>, или на 0,96%. Повышение температуры резко увеличивает релаксацию. Например, та же сталь ЭИ 722, нагруженная до  $\sigma_0 = 105$  кг/мм<sup>2</sup>, после выдержки в течение 1 ч при температуре 300° С снизила напряжение до 96 кг/мм<sup>2</sup>, или на 8,5%, а при температуре 400° С — до 47 кг/мм<sup>2</sup>, или на 55% [18]. Снижение температуры уменьшает релаксацию, но количественных оценок пока дать невозможно из-за малочисленности экспериментов. Для установления таких соотношений потребуются вести эксперимент несколько лет.

Как было ранее отмечено, упругий момент пружины прямо пропорционален модулю упругости  $E$ , величина которого также значительно зависит от температуры. Для стальных сплавов при снижении температуры с +25° С до -196° С модуль упругости увеличивается на 3—8%, а при повышении до +400° С уменьшается на 5—14% [19].

**Резиновые аккумуляторы** механической энергии широко используются в качестве основного энергетического источника для взлета небольших спортивных планеров и резиномоторных авиамodelей. В настоящее время имеются высококачественные с точки зрения энергоемкости сорта резины. Это заставляет рассмотреть наряду с другими аккумуляторами и резиновые аккумуляторы механической энергии.

Наибольший запас механической энергии может быть получен при растяжении резинового жгута, но конструктивного оформления компактных аккумуляторов механической энергии, работающих на этом принципе, пока не предложено. Принцип скручивае-

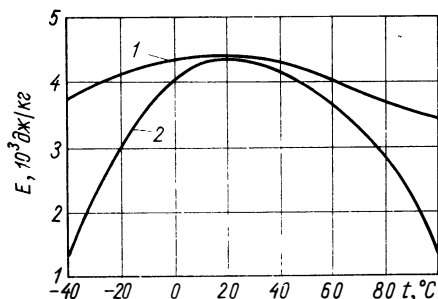


Рис. 1.1. Температурная зависимость удельной массовой энергии резины «Перелли» со смазкой (1) и без нее (2).

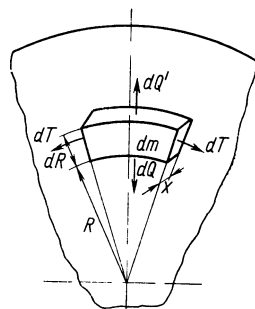


Рис. 1.2. К расчету кинетической энергии маховика.

мых жгутов обладает тем же недостатком, что и принцип спиральных пружин: коэффициент полезного действия аккумулятора существенно меньше единицы. Объясняется это не только трением между волокнами, но и их неравномерным нагружением. Тем не менее запасаемая удельная энергия резиновых аккумуляторов оказывается выше пружинных. Например, широко распространенные у авиамodelистов сорта резины «Перелли» или «Денлоп», смазанные рыбьим жиром, могут запастись при 25° С примерно  $4,5 \cdot 10^3$  Дж/кг удельной энергии [20]. Объясняется это малым удельным весом резины ( $9 \cdot 10^3$  н/м<sup>3</sup>). Но сказанное относится только к температуре от +10 до +30° С. Резиновые аккумуляторы почти полностью утрачивают свои свойства при температуре ниже -50° С и выше +100° С (рис. 1.1). Для этих аккумуляторов характерна очень сильная релаксация напряжения вследствие усталости и старения резины.

**Маховые колеса**, в отличие от пружинных и резиновых аккумуляторов, накапливают не потенциальную, а кинетическую энергию.

Кинетическая энергия вращающегося тела

$$E_k = \frac{I\omega^2}{2},$$

где  $I$  — момент инерции тела относительно оси вращения;  $\omega$  — угловая скорость вращения.

Выделим в произвольном диске элемент с массой  $dm$  (рис. 1.2). Очевидно, что кинетическая энергия этого элемента

$$dE_{\kappa} = dm \frac{R^2}{2} \omega^2 = \frac{\gamma}{g} R^3 x(R) \omega^2 dR d\varphi,$$

где  $\gamma$  — удельный вес материала диска (считаем, что диск однородный).

С другой стороны, на гранях этого элемента будут возникать нормальные напряжения  $\sigma_R$  (от сил  $dQ$  и  $dQ'$ ) и  $\sigma_T$  (от сил  $dT$ ) в результате действия на элемент центробежной силы [21]:

$$dF_{\pi} = dm R \omega^2 = \frac{\gamma}{g} R^2 x(R) \omega^2 dR d\varphi.$$

Из условия

$$dE_{\kappa} = dF_{\pi} R$$

следует, что кинетическая энергия маховика с увеличением его радиуса растет быстрее, чем центробежная сила, стремящаяся разрушить его.

Большой интерес представляет аналитическое определение профиля ротора, запасавшего максимальную кинетическую энергию, приходящуюся на единицу его массы. В этом случае выражение

$$\frac{E_{\kappa}}{M_p} = \frac{2\pi\omega^2 \frac{\gamma}{g} \int_{R_1}^{R_2} R^3 x(R) dR}{2\pi \frac{\gamma}{g} \int_{R_1}^{R_2} R x(R) dR}$$

должно иметь максимальное значение.

Если выразить функцию  $x(R)$ , показывающую изменение толщины ротора по радиусу, в виде

$$x = a + bR^m,$$

то необходимо определить параметры  $b$  и  $m$ , так как

$$\frac{E_{\kappa}}{M_p} = \frac{\frac{R^4}{4} + b \frac{R^{m+1}}{m+1}}{\frac{R^2}{2} + b \frac{R^{m+1}}{m+1}} = y(b, m).$$

Известно, что максимум функции  $y(b, m)$  находят из необходимых условий

$$y'_b(b, m) = 0$$

и

$$y'_m(b, m) = 0.$$

Аналогично можно поставить вариационную задачу определения  $b$  и  $m$  из условий максимального нагружения диска:

$$\frac{F_{ц}}{M_p} = \frac{2\pi\omega^2 \frac{\gamma}{g} \int_{R_1}^{R_2} R^2 x(R) dR}{2\pi \frac{\gamma}{g} \int_{R_1}^{R_2} R x(R) dR} = y(b, m)_m$$

и получить, таким образом, условие, ограничивающее обороты прочностью диска. Следует отметить, однако, что такой путь решения оказался бы формальным, так как он справедлив только для маховика, выполненного из однородного материала в форме сплошного диска. Задача же состоит в определении максимума запасаемой удельной кинетической энергии при наивыгоднейшей конструкции маховика (либо сплошной диск; либо тяжелый обод с радиальными спицами, выполненными из легких полимеров, хорошо работающими на растяжение\*; либо тяжелый обод с изогнутыми металлическими спицами и т. д.).

Поэтому большое значение имеют экспериментальные методы, предусматривающие непосредственные испытания дисков различной конструкции на разгонных стендах [22].

Заметим, что и на сплошных стальных маховиках можно запастись очень большую энергию. Так, в ультрацентрифугах [23] сферические стальные роторы диаметром 1,6 мм были раскручены до 211 000 об/сек. Ротор подвешивался в вакууме с помощью электромагнитных сил и не испытывал сопротивления окружающей среды и опор. Такие подвешенные в вакууме и раскрученные до сверхвысоких скоростей роторы теряют за год только 19% запасенной энергии.

Удельная массовая энергия, запасенная таким маховиком, равняется  $1,2 \cdot 10^7$  дж/кг, т. е. больше удельной массовой энергии топлива — жидкий кислород с керосином, которая составляет  $9,05 \cdot 10^6$  дж/кг.

Маховики с механическими опорами могут запастись примерно на один, а то и на два порядка меньше энергии, причем эта энергия значительно убывает со временем из-за механических потерь.

**Пневматические аккумуляторы** механической энергии или, иначе говоря, баллоны со сжатыми газами, особенно с воздухом, азотом, гелием и водородом, в настоящее время широко применяются. Например, сжатый до 250 атм воздух, помещенный в баллон емкостью 50 л, обладает энергией

$$E_{\text{возд}} = pV = 1,23 \cdot 10^6 \text{ дж},$$

где  $p$  — давление, н/м<sup>2</sup>, а  $V$  — объем воздуха, м<sup>3</sup>.

\* В лабораторных условиях удалось получить пластмассу с  $\sigma_b = 200$  кг/мм<sup>2</sup>.

Масса этого воздуха при температуре 300° К

$$M_{\text{возд}} = \frac{pV}{gRT} = 1,45 \text{ кг},$$

где  $g$  — ускорение силы тяжести,  $m/sec^2$ ;  $R$  — газовая постоянная для воздуха,  $дж/кг \cdot ^\circ C$ , а  $T$  — абсолютная температура,  $^\circ K$ .

Следовательно, удельная массовая энергия воздуха равна

$$\frac{E_{\text{возд}}}{M_{\text{возд}}} = 8,45 \cdot 10^5 \text{ дж/кг} = 202 \text{ ккал/кг}.$$

Очевидно, что для водорода эта величина при тех же условиях будет больше:

$$\frac{E_{\text{H}_2}}{M_{\text{H}_2}} = \frac{pVgRT}{pV \cdot 427} = \frac{gRT}{427} = 2930 \text{ ккал/кг} = 1,23 \cdot 10^7 \text{ дж/кг}.$$

Из этого примера видно, что удельная массовая энергия газа не зависит от давления и объема контейнера, а зависит только от температуры, при которой содержится газ. В табл. 1.1 даны удельные массовые энергии некоторых газов.

Таблица 1.1

Удельная массовая энергия некоторых газов

Газ	Молекулярная масса	Газовая постоянная, $дж/кг \cdot ^\circ C$	Удельная массовая энергия, $кдж/кг$			
			200° К	300° К	400° К	500° К
Аргон	39,944	$2,08 \cdot 10^2$	408	613	818	1 020
Воздух	28,95	$2,87 \cdot 10^2$	566	846	1 130	1 410
Азот	28,016	$2,97 \cdot 10^2$	582	872	1 170	1 460
Гелий	4,003	$2,08 \cdot 10^3$	4080	6 120	8 180	10 250
Водород	2,016	$4,13 \cdot 10^3$	8180	12 300	16 350	20 500

Пружина или другое упругое тело, маховик и сжатый газ являются только рабочими элементами механических аккумуляторов. Для определения их общей эффективности необходимо относить величину запасенной энергии не к массе рабочего элемента, а к массе всего устройства, которое кроме рабочего элемента включает механизмы автоматики, жесткие опоры, баллоны и т. д.

Если у пружины и резины релаксация запаса энергии была связана только со свойствами упругого тела, а у маховика — с силами трения, то уменьшение энергии газовых аккумуляторов объясняется главным образом утечкой газа через зазоры в арматуре и даже через стенки баллонов. Например, гелий при температуре 600° С и давлении 60 *ата* способен проникать сквозь стенку трубы из нержавеющей стали (внешний диаметр трубы

35 мм) в окружающую среду, где поддерживается давление  $10^{-5}$  мм рт. ст., со скоростью, равной примерно  $10^{-9}$  л/(см<sup>2</sup>·сек) [24]. Утечка водорода через такие же стенки из нержавеющей стали (толщина 1,57 мм) составляет еще большую величину. При тех же условиях (давлении внутри образца  $6 \cdot 10^6$  н/м<sup>2</sup>, а вне образца  $10^{-5}$  мм рт. ст. и температуре 600° С) утечка водорода составляет около  $6,3 \cdot 10^{-3}$  л/(см<sup>2</sup>·сек), т. е. в  $10^6$  раз больше. Утечка азота через стенки в тех же условиях примерно в три раза меньше, чем водорода [25]. Гелий сохраняется не лучше других

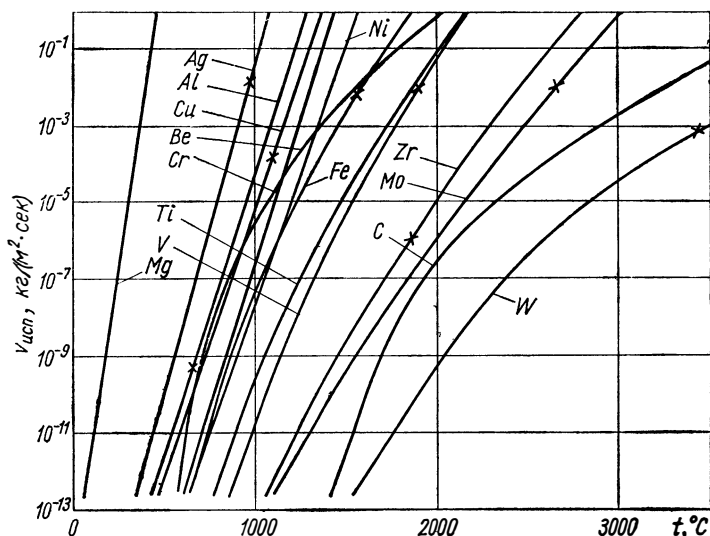


Рис. 1.3. Испаряемость некоторых металлов в космическом вакууме (крестом обозначена точка плавления).

газов. Дело в том, что размер атома гелия очень мал, и он вытекает через малейшие щели. У водорода размер молекулы больше, он меньше подвержен вытеканию через щели, но зато сильнее просачивается через стенки, так как этот процесс в большей степени зависит от химической активности элемента, которая у водорода очень велика [25]. В общем оказывается, что азот — наиболее подходящий газ с точки зрения возможностей его хранения в сжатом состоянии.

Важно учитывать и другое явление — испаряемость в космическом вакууме конструкционных материалов. Для металлов эта величина (рис. 1.3) довольно значительна [26].

Скорость испарения любого вещества может быть рассчитана по формуле

$$v_{\text{исп}} = \frac{P_{\text{п}}}{17,14} \sqrt{\frac{M}{T}} \text{ кг/(м}^2 \cdot \text{сек)},$$



где  $p_n$  — давление паров материала, *мм рт. ст.*,  $\mu$  — молекулярная масса материала в газовой фазе;  $T$  — температура материала, °К.

Для уменьшения испаряемости применяются различные покрытия. Ведутся также изыскания новых материалов с низкой испаряемостью. Оказалось, что обычная желатиновая пленка почти не испаряется в вакууме при температуре жидкого кислорода и не разлагается под действием ультрафиолетового излучения Солнца. Желатин может использоваться и в качестве конструкционного материала, поскольку его прочность на разрыв составляет  $1,22 \cdot 10^8$  н/м<sup>2</sup>, а при армировании стекловолокном увеличивается до  $5,75 \cdot 10^8$  н/м<sup>2</sup> [27].

В табл. 1.2 приведена основная характеристика различных аккумуляторов механической энергии — энергия, запасаемая

Таблица 1.2

Энергия, запасаемая одним килограммом массы аккумулятора

Аккумулятор	Рабочая температура, °С	Удельная энергия рабочего элемента		Общая удельная энергия аккумулятора		
		дж/кг	ккал/кг	дж/кг	ккал/кг	
Стальная пружина	0—30	503—840	0,12—0,2	$1,67 \cdot 10^2$ — $2,5 \cdot 10^2$	0,04—0,06	
Резиновые нити	20—35	4187—8374	1,0—2,0	$2,92 \cdot 10^3$ — $5,85 \cdot 10^3$	0,7—1,4	
Маховик	От —40 до +100	$1,8 \cdot 10^5$ — $1,2 \cdot 10^7$	43—2850	$1,25 \cdot 10^3$ — $2,5 \cdot 10^4$	0,3—60,0	
Сжатый воздух (250 атм)	в стальном баллоне	230	$1,42 \cdot 10^6$	339	$5 \cdot 10^4$	11,9
	в баллоне из армированного стеклопластика	27	$8,45 \cdot 10^5$	202	$1,1 \cdot 10^5$	26,2
Сжатый водород (250 атм)	в стальном баллоне	230	$2,05 \cdot 10^7$	4900	$4,95 \cdot 10^5$	118
	в баллоне из армированного стеклопластика	27	$1,23 \cdot 10^7$	2920	$1,22 \cdot 10^6$	292
Жидкий кислород + керосин *	—188 От —30 до +50	$9,05 \cdot 10^6$	2160	$8,15 \cdot 10^6$	1950	

\* Эти данные приведены для сравнения.

одним килограммом массы конструкции. Для каждого аккумулятора выбрана оптимальная температура рабочего тела, которую находили из условий минимума веса аккумулятора и максимума запасенной им энергии.

Из приведенной таблицы следует, что для величины удельной энергии пневматического аккумулятора безразлично, применяется сжатый водород или сжатый воздух. Видно также, что механические аккумуляторы тяжелее химических, главным образом из-за большой массы вспомогательных элементов. Что же касается рабочего элемента, то маховик может запасти больше кинетической энергии, чем содержится химической энергии в равной ему по массе стехиометрической смеси жидкого кислорода и керосина. Следует еще добавить, что коэффициент полезного использования химической энергии всегда меньше, чем коэффициент использования энергии механических аккумуляторов, так как преобразовать механическую энергию в любой другой ее вид можно с к. п. д., очень незначительно отличающимся от единицы.

Запасаемая удельная энергия механических аккумуляторов практически не зависит от их размеров. Поэтому механические аккумуляторы малых размеров могут оказаться предпочтительнее любых других накопителей энергии.

Высокий к. п. д. перехода механической энергии в другие ее виды, удобство и простота эксплуатации, малая диссипация запасенной энергии с течением времени, а также сравнительно высокие удельные характеристики механических аккумуляторов при малых размерах позволяют надеяться, что при использовании внешних массово-энергетических ресурсов они смогут найти применение в качестве основных или аварийных бортовых источников энергии.

Существенно, что механические накопители энергии могут оказаться полезными на космических летательных аппаратах. Известно, что человек при выполнении комплекса физических упражнений (а это необходимо в длительном космическом полете) может выполнить работу в количестве от 0,965 до 14,6 *кдж*. Следовательно, если полет будет продолжаться 6 месяцев, то при выполнении ежедневной гимнастики экипажем из трех человек можно накопить до  $8 \cdot 10^3$  *кдж* энергии.

Существует еще одно важное преимущество подобных аккумуляторов — независимость расхода бортовой массы от затрат бортовой энергии. Это дает возможность в широких пределах регулировать тягу и мощность реактивной струи или другого тягового привода, меняя продолжительность его работы.

## § 1.2. Аккумуляирование тепловой энергии

Аккумуляирование тепловой энергии может обеспечить более высокие по сравнению с механическими аккумуляторами удельные характеристики, но эта энергия, как известно, самая невы-

годная с точки зрения ее перевода в механическую или электрическую. Маловероятно поэтому, что на борту летательного аппарата будут запасать одну лишь тепловую энергию. Скорее всего, постараются снизить тепловой нагрев элементов аппарата. Хранение на борту летательного аппарата больших запасов тепла связано с большими трудностями, так как, согласно второму закону термодинамики, тепловая энергия может быть превращена в полезную работу только тогда, когда имеется градиент температур. Хранение больших запасов тепловой энергии ограничивается невозможностью беспредельного повышения теплоемкости вещества и невозможностью создания идеальной теплоизоляции (т. е. больших градиентов температуры). И тем не менее следует отметить, что существуют проекты (например, проект Е. Зенгера) кратковременных ускорителей ракетного типа, которые на старте заполняются перегретой до  $200-500^\circ \text{C}$  водой, используемой также как реактивное рабочее тело. Этот проект — пример комбинированного (механического и теплового) аккумулятора энергии.

Подобные же паровые ЖРД предложены [28] для управления космическими летательными аппаратами. Давление водяного пара  $7,15 \cdot 10^3 - 7,15 \cdot 10^4 \text{ н/м}^2$  позволяет развивать тягу  $0,0046 - 0,46 \text{ н}$ , причем удельная тяга в вакууме составляет  $100 \text{ сек}$ . Как известно, удельная тяга управляющих сопел на холодном газе составляет только  $70 \text{ сек}$ . Если необходима большая абсолютная тяга, то вместо воды применяют жидкий пропан. Эти проекты не следует путать со схемами других водяных двигателей, когда для нагрева воды используют взятые на борт химические реагенты (аккумуляирование не тепловой, а химической энергии).

**Проблема увеличения теплоемкости веществ.** Тело с массой  $M$  и температурой  $T$  обладает запасом внутренней тепловой энергии

$$Q = cMT.$$

Теплоемкость  $c$  характеризует запас этой энергии и изменение внутренней энергии тела с температурой, но в общем случае является функцией многих параметров.

Техническая термодинамика изучает процессы, описываемые уравнением состояния

$$f(p, V, T) = 0,$$

и оперирует двумя видами теплоемкости: теплоемкостью, характеризующей увеличение внутренней энергии при таком повышении температуры тела, когда его объем остается неизменным  $c_v$ , и теплоемкостью, характеризующей процесс нагрева при постоянном давлении  $c_p$ . Во втором случае затрачивается дополнительная работа на расширение тела, поэтому всегда

$$c_p > c_v.$$

Разность теплоемкостей

$$c_p - c_v = \frac{\alpha^2 VT}{\chi},$$

где  $\alpha$  — объемный коэффициент теплового расширения;  $V$  — объем килограмм-моля тела;  $\chi$  — коэффициент всестороннего сжатия.

В более общем случае теплоемкость может характеризовать повышение энергии тела с увеличением температуры не только при постоянном объеме или давлении, но и при постоянной напряженности электрического или магнитного поля. Однако это уже будет относиться не только к тепловой, но и к другим видам внутренней энергии, а следовательно, не является предметом настоящего раздела.

Теплоемкость  $c_v$  сравнительно несложно вычислить теоретически. Для этого можно использовать квантовые теории Эйнштейна, Дебая, Тарасова [29].

Несмотря на то, что квантовая теория теплоемкости разрабатывалась очень многими авторами, было получено неплохое совпадение лишь с известным экспериментальным законом Дюлонга и Пти, согласно которому атомная теплоемкость всех химически простых твердых кристаллических тел с увеличением температуры стремится к значению  $25,2 \text{ дж/(град}\cdot\text{моль)}$  (рис. 1.4), и законом Джоуля-Коппа, по которому молярная теплоемкость твердых соединений равна сумме входящих в эти соединения атомных теплоемкостей (рис. 1.5). Новые теории позволили учитывать связи между некоторыми структурными элементами в кристаллах, однако до сих пор наиболее надежным методом определения теплоемкости считается экспериментальный, когда находят теплоемкость  $c_p$ , так как сохранение объема твердого тела при его нагревании сопряжено со значительными трудностями.

Экспериментальные зависимости теплоемкостей различных тел от температуры для удобства аппроксимируются степенными рядами (табл. 1.3).

Таблица 1.3

*Теплоемкость некоторых тугоплавких соединений [16]*

Вещество	Теплоемкость при 20° С, кал/(моль·град)	Зависимость теплоемкости от температуры	Интервал температур, °С	Удельный вес, Г/см <sup>3</sup>	Температура плавления, °К
TiC	12,07	$11,83 + 0,8 \cdot 10^{-3}T - 3,58 \cdot 10^5 T^{-2}$	25—1500	4,92	3420
ZrC	14,6	$13,1 + 0,53 \cdot 10^{-3}T - 26,4 \cdot 10^5 T^{-2}$	25—3000	6,73	3803
ZrN	10,88	$11,1 + 1,68 \cdot 10^{-3}T - 1,72 \cdot 10^5 T^{-2}$	25—1550	7,09	3253
WC	8,53	$7,98 + 2,17 \cdot 10^{-3}T$	25—1700	15,07	3143

Как видно из этой таблицы, ZrC не удовлетворяет закону Джоуля—Коппа. Его теплоемкость при 20° С значительно выше  $12 \text{ кал/(град}\cdot\text{моль)}$  или  $50,4 \text{ дж/(град}\cdot\text{моль)}$ .

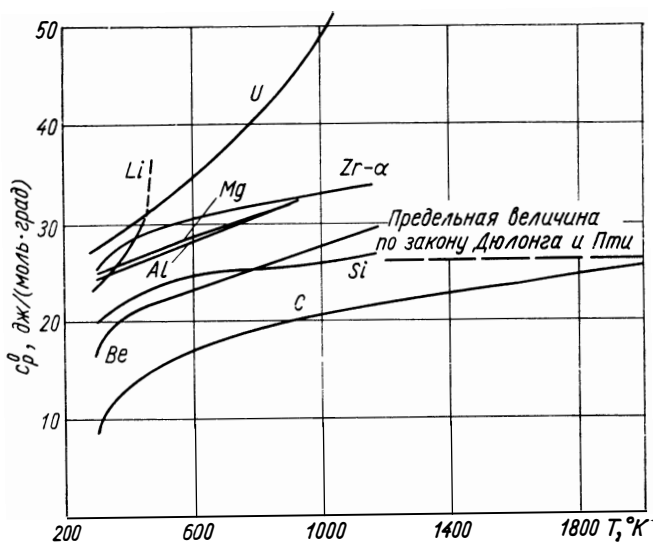


Рис. 1.4. Зависимость удельной теплоемкости одноатомных веществ от температуры.

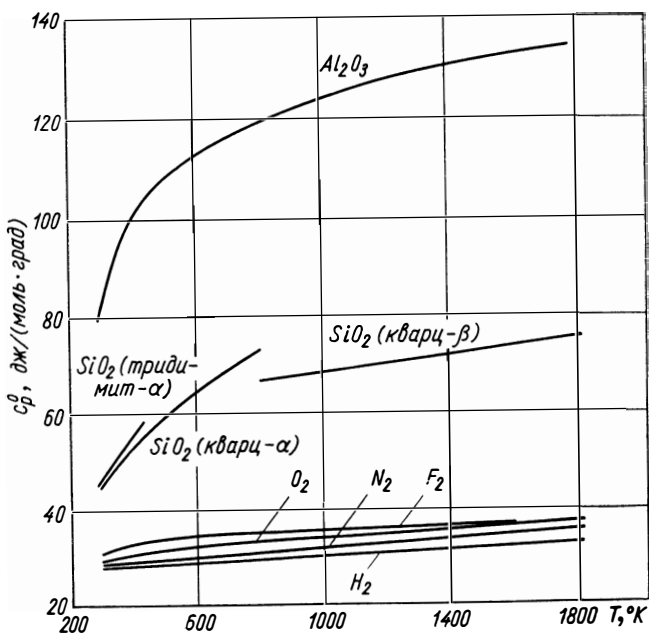


Рис. 1.5. Зависимость удельной теплоемкости многоатомных веществ от температуры.

На рис. 1.6 показана температурная зависимость теплоемкости никеля. Видно, что при  $630^\circ\text{K}$  его теплоемкость стремится к  $40 \text{ Дж}/(\text{град} \cdot \text{моль})$ , а уже выше  $300^\circ\text{C}$  не соблюдается закон Дюлонга и Пти. Атомарная теплоемкость железа при  $600^\circ\text{C}$  равна  $41 \text{ Дж}/(\text{град} \cdot \text{моль})$ , что также говорит об отклонении от этого закона.

Эти отклонения обусловлены различными фазовыми переходами в кристаллах и могут явиться резервом для повышения теплоемкости. В будущем, очевидно, окажется возможным создать сплав с фазовым переходом, обеспечивающим высокую теплоемкость при заданной температуре теплового аккумулятора. На рис. 1.7 приведены зависимости теплоемкостей некоторых рабочих тел для тепловых аккумуляторов и аккумуляторов холо-

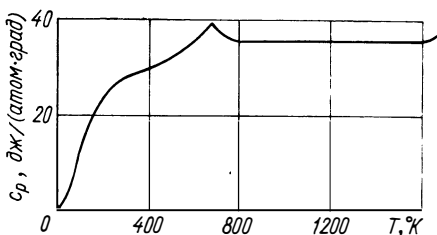


Рис. 1.6. Зависимость теплоемкости никеля от температуры.

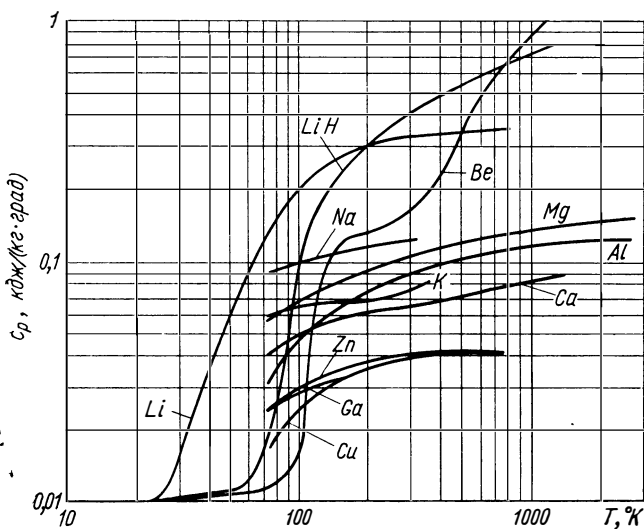


Рис. 1.7. Зависимость удельной массовой теплоемкости некоторых веществ от температуры.

да от температуры. Последние могут использоваться не только для тяговой энергетики (хотя уже имеются преобразователи тепловой энергии в электрическую, позволяющие судить о приемлемой эффективности таких аккумуляторов, которые, кстати сказать, могут использовать внешнюю тепловую энергию атмосферы),

но и для съема лишнего или вредного тепла, выделяющегося при работе тяговых или энергетических систем, при аэродинамическом нагреве в плотных слоях атмосферы или при нагреве Солнцем в космосе.

**Теплоизоляция.** Еще один принципиальный вопрос, который должен быть решен при создании теплового аккумулятора, — это теплоизоляция нагретого или охлажденного тела. Следует отметить, что выбор теплоизоляции и агрегатного состояния нагретого тела во многом определяется не энергетическими соображениями, а назначением, удобством эксплуатации и простотой конструкции аккумулятора. Известно, например, что твердое тело легче изолировать от окружающих холодных стенок, однако, с другой стороны, его значительно труднее, нежели жидкую фазу, нагреть или охладить.

Срок хранения тепловой энергии в основном определяется качеством теплоизоляции. При этом для твердых тел можно практически избежать или свести к минимуму конвективные потоки тепла и передачу тепла за счет теплопроводности. Что же касается лучистого теплообмена, то при высоких температурах он вряд ли может быть ослаблен в значительной степени. Это же самое можно сказать и об аккумуляторах холода, однако для них имеется больше возможностей снижения лучистых потоков с помощью экранной изоляции.

Таблица 1.4

*Характеристики некоторых теплоизоляционных материалов*

Изоляция	Удельный вес, Г/см <sup>3</sup>	Предельная рабочая температура, °С	Теплопроводность, $\frac{\text{ккал}}{\text{м} \cdot \text{ч} \cdot \text{°С}}$	Температура, при которой определялась теплопроводность, °С	Литература
TiN	5,43	3000	5,05	950	[30]
NbN	8,4	2100	2,88	20	[30]
TaN	15,46	2900	3,96	20	[30]
В	1,7	1900	1,08	80	[30]
Асбест	0,1	600	0,11	600	[31]
Стекланная вата *	0,2	700	0,09	600	[31, 32]
Спикагель с алюминиевым порошком *	0,1—0,4	—269	$6 \cdot 10^{-3}$	—190	
		—269	$5,8 \cdot 10^{-5}$	—197	[32]

\* При давлении в окружающем их газе (воздухе)  $10^{-5}$  мм рт. ст.

В табл. 1.4 приведены некоторые характеристики теплоизоляционных материалов для «горячих» и «холодных» аккумуляторов тепловой энергии.

Для получения хорошей теплоизоляции недостаточно подобрать материал с низким значением теплопроводности. Очень большую сложность представляет разработка конструкции теплоизоляции теплового аккумулятора, так как и при очень высоких, и при очень низких температурах много тепла может передаваться в результате конвекции и излучения. Силикагелевая в гранулах и керамическая прутковая изоляции обладают хорошими теплоизоляционными качествами. Силикагель имеет низкий коэффициент теплопроводности, но, что более важно, адсорбирует газ и может довести давление в изоляционной рубашке до  $10^{-5}$  мм рт. ст. Это исключает потери тепла через газовый наполнитель рубашки (силикагелевые зерна изготовлены таким образом, что занимают очень небольшой объем и имеют весьма малые площади соприкосновения). Добавление алюминиевых чешуек к силикагелю препятствует потере тепла за счет излучения. Прутковая изоляция характерна тем, что при малых площадях соприкосновения прутков она выполняет роль конструктивного элемента.

Можно с уверенностью сказать, что судьбу тепловых аккумуляторов будет решать качество теплоизоляции нагретого элемента. В настоящее время тепловой аккумулятор еще не может быть назван основным бортовым источником энергии летательного аппарата, хотя удельная массовая энергия такого аккумулятора значительно выше, чем у механических аккумуляторов. Так, аккумулятор с рабочим телом NaCl может запасти до 1940 кдж, а аккумулятор на самом эффективном носителе тепла LiH — 4670 кдж на каждый килограмм массы [33]. Не случайно поэтому аккумуляторы на гидриде лития уже сегодня фигурируют в проектах космических силовых систем, использующих солнечную энергию (аккумулирование тепла необходимо при полете аппарата в тени Земли [34]).

### § 1.3. Аккумулирование химической энергии

Современные тяговые системы летательных аппаратов используют преимущественно химические бортовые источники энергии, причем те из них, которые предназначены для полетов в пределах земной атмосферы, запасают на борту только горючее, а в качестве окислителя употребляется кислород воздуха. Эти системы характеризуются тем, что их тяга зависит не только от калорийности горючего, но и от внешних условий (высоты, скорости, углов атаки) полета. Тяговые системы, предназначенные для работы в сильно разреженной атмосфере и в космосе, расходуют также и бортовой запас окислителя. В этом случае их тяговые характеристики уже не могут сильно зависеть или вообще не зависят от внешних условий, а определяются в основном калорийностью топлива, т. е. горючего и окислителя совместно.

Существуют и унитарные топлива, не требующие отдельных контейнеров (или баков) для хранения на борту горючего и окисли-



теля. К ним можно отнести твердое топливо, а из жидких — нитрометан и другие «жидкие пороха». Все эти источники энергии используют экзотермическую реакцию окисления.

**Химические топлива** обычно характеризуются калорийностью, т. е. запасом химической энергии на единицу массы топлива. Для автономного топлива, когда и горючее, и окислитель запа­саются на борту летательного аппарата, калорийность или выделяемую энергию рассчитывают на 1 кг массы стехиометрического состава, или на 1 кг массы унитарного топлива (включая во всех случаях и массу расходуемого катализатора, если таковой имеется). Как и для любых аккумуляторов энергии, в этом случае также необходимо различать удельное массовое энергосодержание (калорийность) рабочего элемента (в данном случае химических реагентов и катализатора) и удельное массовое энергосодержание (эффективность) химического аккумулятора энергии в целом. Химический аккумулятор энергии в общем случае более сложный, нежели механический или тепловой. Он, как правило, объединяет в себе элементы механического и теплового аккумуляторов.

Потенциальная энергия химических связей сама по себе использоваться в тяговых системах пока не может, и ее требуется переводить либо в тепловую, либо в электрическую, что всегда связано с введением дополнительных устройств, которые, в частном случае, могут включать и механические аккумуляторы.

Определение суммарной эффективности химического аккумулятора или его удельного массового энергосодержания связано с видом химической энергии, характеризующейся внешней электронной структурой аккумулирующих энергию реагентов. Разнообразие этих структур может повлиять на устройство аккумулятора.

Основные химические реакции, которые могут быть в настоящее время использованы, следующие: окисления, рекомбинации, нейтрализации, перехода из возбужденного состояния в основное, разложения, гидратации.

В табл. 1.5 приведены характеристики и полное (т. е. без учета потерь на диссоциацию при сгорании) удельное массовое энергосодержание (калорийность) некоторых химических реагентов. Из таблицы видно, что наиболее высокой энергоемкостью обладают свободные радикалы и ионизованные вещества. Последние выделяют энергию ионизации при рекомбинации.

В настоящее время проблема хранения на борту корабля ионизированных веществ и свободных радикалов еще не решена. Что же касается обычных химических компонентов, то, как уже говорилось, они являются основным видом бортовых энергетических ресурсов летательных аппаратов, как атмосферных, так и космических.

ЖРД в сочетании с химическим аккумулятором энергии (баками с горючим) — наиболее распространенный вид тягового устройства. В этом случае бортовой аккумулятор химической энергии является также и аккумулятором реактивной массы. Масса и энер-

Таблица 1.5

*Удельная массовая калорийность некоторых химических реагентов*

Реагент	Продукт реакции	Газовая постоянная, дж/(кг · °К)	Молекулярная масса	Удельная массовая калорийность	
				кдж/кг	ккал/кг
$\text{Na}_2\text{HPO}_4 + \text{H}_2\text{O}$	$\text{Na}_2\text{HPO}_4 \cdot 12\text{H}_2\text{O}$	—	318	$3 \cdot 10^2$	71,5
Кислород + водород	$\text{H}_2\text{O}$	$1,12 \cdot 10^{-2}$	18	$1,3 \cdot 10^5$	$3,14 \cdot 10^4$
Бензин с воздухом	$\text{H}_2\text{O} + \text{CO}_2$	—	—	$9,8 \cdot 10^4$	$2,1 \cdot 10^4$
Кислород + углерод	$\text{CO}_2$	$4,6 \cdot 10^{-3}$	44	$9,1 \cdot 10^4$	$2,18 \cdot 10^4$
Фтор + водород	$\text{HF}$	$1,01 \cdot 10^{-2}$	20	$1,3 \cdot 10^5$	$3,14 \cdot 10^4$
Атомарный водород	$\text{H}_2$	0,1	2,02	$2,18 \cdot 10^6$	$5,23 \cdot 10^5$
Атомарный азот	$\text{N}_2$	$7,2 \cdot 10^{-3}$	28	$3,42 \cdot 10^5$	$8,16 \cdot 10^4$
Атомарный кислород	$\text{O}_2$	$6,35 \cdot 10^{-3}$	32	$1,58 \cdot 10^5$	$3,77 \cdot 10^4$
Кислородная плазма ( $\text{O}^+ + e$ )	$\text{O}$	0,126	16	$3,9 \cdot 10^5$	$9,29 \cdot 10^4$
Водородная плазма ( $\text{H}^+ + e$ )	$\text{H}$	0,2	1,01	$7,7 \cdot 10^6$	$1,84 \cdot 10^6$
Гидрид гелия HeH	$\text{He} + \text{H}_2$	$7,5 \cdot 10^{-2}$	3	$5,6 \cdot 10^6$	$1,34 \cdot 10^6$
Возбужденный гелий	$\text{He}$	$5,06 \cdot 10^{-2}$	4	$8,15 \cdot 10^6$	$1,95 \cdot 10^6$

гия в таких системах однозначно связаны между собой. Редкие исключения, например применение воды для кратковременного увеличения тяги, не характерны. Поэтому основная проблема ракетной техники сегодняшнего дня состоит в создании наиболее экономичного ЖРД, т. е. двигателя с очень большой удельной тягой

$$P_{\text{уд}} = \frac{P}{G}.$$

Это означает, что тяга двигателя должна быть возможно больше, а расход реактивной массы — наименьшим. Естественно, что для двигателей, которые устанавливаются на ракеты целевого назначения (длительное хранение в заправленном состоянии, кратковременная работа, простота технологии и эксплуатации), это условие не всегда будет основным.

Удельная тяга двигателей прямой реакции прямо пропорциональна температуре сгорания  $T_{\text{сг}}$  и обратно пропорциональна среднему молекулярному весу продуктов истечения  $\mu$ :

$$P_{\text{уд}} \sim \sqrt{\frac{T_{\text{сг}}}{\mu}} \sim \sqrt{RT_{\text{сг}}},$$

где  $R$  — газовая постоянная продуктов истечения.

Известно, что максимально возможная температура сгорания характерна для топлива гидразин-фтор, а минимальный средний молекулярный вес — для фтороводородного топлива [1]. Реальные процессы сгорания происходят с всевозможными потерями,

поэтому для них такое упрощенное рассмотрение параметров сгоревшего топлива привело бы к ошибке в оценке его эффективности.

Удельная тяга может быть выражена следующим образом:

$$P_{уд} = \sqrt{KHu\eta_{дис}\eta_{сг}\eta_t\eta_{мех}},$$

где  $K$  — постоянный коэффициент;  $Hu$  — теплотворная способность топлива;  $\eta_{дис}$  — коэффициент, учитывающий потери на диссоциацию;  $\eta_{сг}$  — коэффициент неполноты сгорания;  $\eta_t$  — термический к. п. д. цикла;  $\eta_{мех}$  — коэффициент механических потерь энергии.

Следовательно, кроме высокого энергосодержания от запасаемых химических компонентов требуется, чтобы продукты их реакции не были подвержены диссоциации. Это условие выполняется только при высоких теплоемкостях продуктов сгорания, так как

$$T_{сг} = \frac{Hu}{c_p}.$$

Условие максимума  $c_p$  иногда заменяют условием минимума молекулярного веса  $\bar{\mu}$  продуктов реакции или условием максимальной газовой постоянной для них. Это требование заставляет разрабатывать сложные системы для хранения криогенного топлива (жидкий кислород с жидким водородом), которые аккумулируют большие запасы холода. Большая удельная тяга, получаемая на криогенных компонентах, зачастую обесценивается высоким весом баков и дополнительных агрегатов термостатирования, если речь идет о длительном космическом полете [35]. Но у криогенных компонентов есть еще одно преимущество, которым часто совершенно ошибочно пренебрегают. Это энергетический эффект от возможного использования тепловой энергии атмосферы, препятствием для реализации которого служит мощная теплоизоляция баков. Следует напомнить, что водород, нагретый до температуры атмосферы, т. е. до  $300^\circ \text{K}$ , имеет работоспособность ( $RT$ ), составляющую 90% работоспособности продуктов сгорания водорода с кислородом при  $3000^\circ \text{K}$ . Но, конечно, абсолютная тяга водорода при этом значительно ниже.

Во многих случаях основная трудность, связанная с выполнением той или иной космической операции, сводится именно к проблеме запаса на борту необходимого количества химической энергии, а следовательно, и реактивной массы. При этом особенно нежелательны потери компонентов, которые имеют место в реальных схемах двигательных установок. Например, при получении высокого к. п. д. сгорания  $\eta_{сг}$ , а также для максимально высокого  $RT$  соотношение горючего и окислителя не равно стехиометрическому, что ведет обычно к значительным потерям горючего, если не предусмотреть его дожигание в атмосфере. Для решения этой проблемы главное значение приобретает конструктивное

совершенство двигателя. Если сверхзвуковая струя ЖРД заключена в специальный контур, то потеря горючего может частично компенсироваться за счет дополнительной тяги. Если же контур не предусмотрен, то возникнут дополнительные тепловые потоки на днище ракеты, требующие увеличения ее пассивного веса из-за необходимости лишней теплозащиты.

В настоящее время химические аккумуляторы энергии достигли высокого совершенства. Изучены многие высококалорийные химические соединения [36], сделаны, например, попытки применить металлические эмульсии в жидких топливах, созданы совершенные конструкции двигателей.

В последнее время появились сообщения [37] о синтезировании новых веществ: двух-, четырех- и шестифтористого ксенона ( $\text{XeF}_2$ ,  $\text{XeF}_4$  и  $\text{XeF}_6$ ). В состав этих химических веществ входят «инертные» газы. Новые соединения при нормальных условиях имеют давление паров от 3 до 30 мм рт. ст., т. е. находятся либо в твердом, либо в жидком состоянии. Все эти вещества содержат фтор, легко разлагаются с выделением энергии и являются очень хорошими окислителями, однако их применение в реактивных двигателях будет, вероятно, ограничено высоким молекулярным весом ксенона.

Работы по дальнейшему улучшению химических аккумуляторов энергии в основном направлены на увеличение их коэффициента полезного действия. Так, в двигателях прямой реакции на полезную работу, необходимую для перемещения летательного аппарата, затрачивается всего 20—30% энергии, аккумулированной в топливе. В то же время известно, что тот же самый химический процесс окисления, но идущий в мышцах живых существ и особенно птиц, переводит химическую энергию в механическую с к. п. д., почти не отличающимся от единицы. Это говорит о том, что возможности химических источников энергии еще далеко не исчерпаны. Следует отметить, что до сих пор пока недостаточно изучены возможности интенсификации химических реакций, а также получение наиболее желательных продуктов этих реакций в сильных электрических и магнитных полях, в звуковых полях определенных частот, включая и ультразвуковые, при радиоактивном излучении и т. д. Например, такое высококалорийное топливо, как бериллий с кислородом (удельная массовая калорийность  $2,4 \cdot 10^5$  кдж/кг) и литий с фтором (удельная массовая калорийность  $2,33 \cdot 10^5$  кдж/кг), не применяются в двигателях прямой реакции из-за того, что у них высокая температура сгорания и, следовательно, большие потери на диссоциацию и испарение твердых продуктов реакции, доходящие до 50% запаса химической энергии.

Если же применять топливо с низким содержанием металла, тогда из-за сдвига фазового равновесия металлические окислы присутствуют в продуктах истечения в твердой фазе. Такие топлива уже созданы. Пентаборан ( $\text{B}_5\text{H}_9$ ), диборанимин ( $\text{B}_2\text{H}_7$ ), триси-

лан ( $\text{Si}_3\text{H}_8$ ) и трисиламин ( $\text{Si}_3\text{H}_6\text{N}$ ) добавляются в жидкое топливо, так как они существуют при обычных температурах в жидкой фазе, а такие компоненты, как диэтилбериллий ( $\text{BeC}_4\text{H}_{10}$ ), декаборан ( $\text{B}_{10}\text{H}_{14}$ ) или металлическая пудра, — вещества твердые (исключение составляет диэтилбериллий, который плавится при температуре  $12^\circ\text{C}$ ), поэтому их можно добавлять в твердотопливные составы [1].

Пользоваться чистыми металлами в двигателях прямой реакции нельзя не только из-за больших потерь на диссоциацию и испарение твердой фазы. Если бы даже удалось все конечные продукты химической реакции получить в твердом виде, то это также означало бы невозможность их разгона в сопле.

Применяя последние достижения физики электромагнитных явлений, можно попытаться полезно использовать именно те качества высококалорийного металлического горючего, которые в обычных условиях являются их недостатками. Добавляя, например, в металлическое горючее легкоионизируемые присадки (соли щелочных металлов), можно получить довольно высокую электропроводность продуктов сгорания, так как металлы горят при очень высоких температурах (температура сгорания алюминия в кислороде может достигать до  $5000^\circ\text{K}$ ). Это можно использовать для получения энергии в плазменных магнитогидродинамических генераторах [38], а последующий разгон твердых неэлектропроводных продуктов реакции, равно как и изоляцию стенок камеры от горячих газов, осуществлять электромагнитным способом [39]. Имеется также возможность увеличить сечение взаимодействия исходных продуктов и скорость реакции за счет их возбуждения электромагнитным полем или ультразвуковыми колебаниями.

Следует особо отметить появившуюся в последнее время возможность направленного влияния на ход химических реакций с помощью лазеров — квантовых генераторов мощного излучения в очень узком интервале спектра. Это излучение, в отличие от ультразвука или других электромагнитных источников, может возбудить и сделать химически активными только определенные атомы и молекулы в смеси, совершенно не влияя на остальные [40].

**Электрогенераторы.** Аккумулированная химическая энергия может использоваться не только в двигателях прямой реакции. Тяговые системы, предусматривающие создание связанного с кораблем электрического или магнитного поля, могут получать электроэнергию от машинных генераторов, соединенных с тепловыми машинами, и от электрохимических аккумуляторов энергии: топливных элементов [41], химических батарей и аккумуляторов.

Среди тепловых машин, которые могут с успехом применяться в космических условиях, обычно фигурируют: поршневые двигатели [42], паровые или газовые турбины, термоэмиссионные, термоэлектрические и плазменные струйные преобразователи тепловой энергии в электрическую. Топливные элементы служат непосредственными преобразователями химической энергии в элек-

трическую, исключаяющими промежуточную стадию — выделение тепловой энергии. По-видимому, к. п. д., равный 0,7, с которым химическая энергия может переходить в механическую, будет для таких систем вполне реальным и не является пределом.

Общий недостаток всех химических источников энергии — зависимость их массы от времени работы. Но аккумуляирование этой массы на борту летательного аппарата целесообразно только тогда, когда используется реактивный двигатель. Химические аккумуляторы, предназначенные для получения электроэнергии, в этом отношении менее выгодны, так как их масса, запасаемая на борту, будет просто балластом.

Удельная массовая энергия некоторых химических аккумуляторов приведена в табл. 1.6. Все данные указаны с учетом к. п. д.

Таблица 1.6

*Удельная массовая энергия химических аккумуляторов электроэнергии*

Химический аккумулятор	Удельная массовая энергия		Литература
	кдж/кг	ккал/кг	
Свинцово-кислотные аккумуляторы	12,5	3	[45]
Пороховой двигатель	174	41,5	[43]
Серебряно-цинковый аккумулятор	377	90	[45]
Серебряно-кадмиевый аккумулятор	400	95	[45]
Химическая батарея (ВДЛ-К-2)	500	120	[44]
Пороховая турбина	880	210	[43]
Двигатель на гидразине	1050	250	[43]
Турбина на гидразине	1300	310	[43]
Двигатель на жидком $\text{H}_2 + \text{O}_2$	3260	780	[43]
Топливный элемент на $\text{H}_2 + \text{O}_2$	4400	1050	[43]

преобразователя химической энергии в электрическую. Поскольку удельная энергия химических аккумуляторов нелинейно зависит от времени их работы, данные таблицы соответствуют десятичасовому ресурсу, после которого эту зависимость можно считать линейной для всех химических аккумуляторов, за исключением топливного элемента  $\text{H}_2 + \text{O}_2$  (рис. 1.8). Источником такой нелинейности может служить к. п. д. химического аккумулятора, который возрастает с увеличением его мощности. Начиная примерно со 100 л. с. (73,6 квт) эта зависимость также становится линейной [43].

На рис. 1.9 приведены области оптимального применения (при максимальной удельной массовой энергии) наиболее распространенных химических аккумуляторов.

Необходимость делать бортовые запасы массы минимальными заставляет искать новые, более эффективные с точки зрения удель-

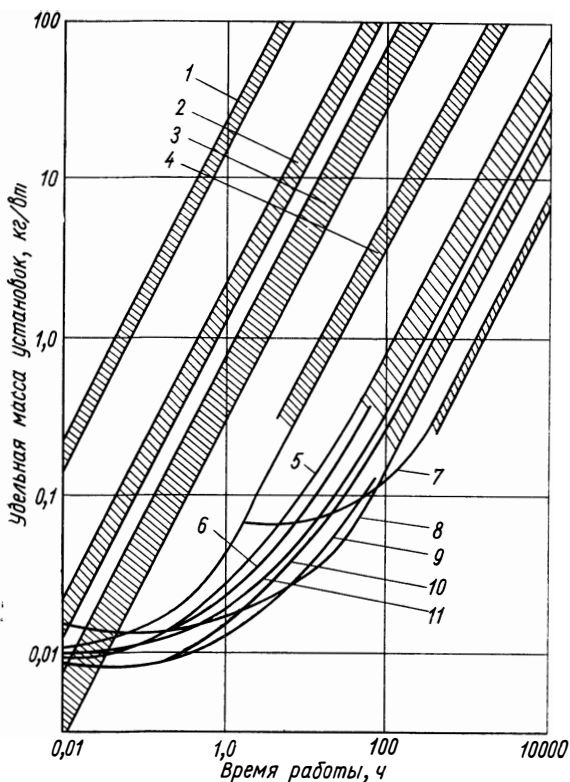


Рис. 1.8. Характеристики химических и механических аккумуляторов энергии по удельной массе: 1 — спиральная пружина; 2 — резина; 3 — баллоны; 4 — маховик; 5 — серебряно-цинковая батарея; 6 — пороховая турбина; 7 — топливный элемент ( $H_2 + O_2$ ); 8 — двигатель на ( $H_2 + O_2$ ); 9 — двигатель на гидразине; 10 — пороховой двигатель; 11 — турбина на гидразине.

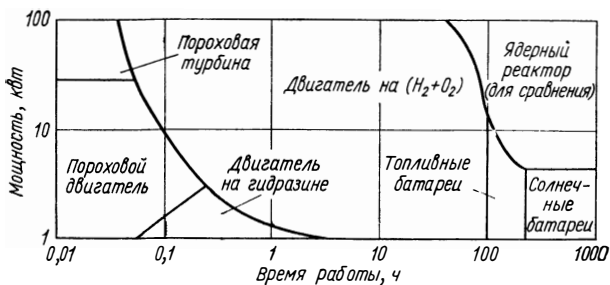


Рис. 1.9. Области оптимального применения химических источников энергии.

ного массового энергосодержания химические ресурсы. Наиболее обещающими в этом отношении являются так называемые свободные радикалы — диссоциированные молекулы (см. табл. 1.5), плазма и возбужденные молекулы.

**Свободные и возбужденные радикалы.** Еще большие перспективы для двигателей прямой реакции открывают свободнорадикальные топлива и возбужденные атомы и молекулы [46], характеристики которых приведены в табл. 1.7.

По современным представлениям свободные радикалы можно сохранять продолжительное время, только если вморозить их в жесткую инертную матрицу, не дающую радикалам возможности диффундировать и химически реагировать. Что же касается чистого твердого свободнорадикального топлива, то скорость его «горения» составила бы 800 м/сек, т. е. превышала бы скорость горения почти всех взрывчатых веществ.

Проблема сохранения на борту летательного аппарата этих чрезвычайно эффективных источников энергии до сих пор не решена, но пути ее решения намечаются. Известно, например, что некоторые свободные радикалы и возбужденный гелий можно стабилизировать при температурах, близких к абсолютному нулю [46], а плазму сохранять в «магнитных бутылках» [47].

Следует, однако, заметить, что сами контейнеры и системы, создающие сверхнизкие температуры и очень высокие напряженности магнитного поля, сейчас настолько громоздки, что общая эффективность аккумуляторов становится ничтожно малой даже по сравнению с обычными источниками химической энергии.

В этой связи небезынтересно напомнить, что шаровые молнии, которые иногда бывают чрезвычайно устойчивы даже без каких-либо внешних ограничивающих влияний, представляют собой, по некоторым гипотезам, сгустки свободных радикалов кислорода и азота. Разгадка механизма этой необычайной устойчивости позволит, очевидно, в будущем создать нечто подобное для искусственного удержания свободных радикалов.

Промежуточным звеном при переходе к топливу, содержащему свободные радикалы или возбужденные молекулы, явится, очевидно, твердое криогенное топливо и особенно твердый водород, имеющий при давлении 1 ата удельный вес 0,0867 г/см<sup>3</sup> и сохраняющийся при температуре 13,96° К.

Теоретическая максимальная концентрация свободных радикалов в жесткой матрице составляет, в зависимости от типа упаковки атомов, 10—14%, что, естественно, должно дать меньшие удельные импульсы, чем приводимые в табл. 1.7 для чистого радикального топлива. Однако выигрыш от добавления к топливу свободных радикалов все же настолько значителен (рис. 1.10 и 1.11), что все эксперименты в этом направлении могут оказаться вполне оправданными.

В настоящее время пока еще не удалось добиться большого процентного содержания свободных радикалов в матрице. Во вся-



Таблица 1.7

Основные характеристики свободнорадикального химического топлива

Топливо	Удельная массовая энергия		Полнота реакции	Удельный импульс, сек	Скорость истечения, км/сек
	кдж/кг	ккал/кг			
He <sub>2</sub> S	8,15 · 10 <sup>5</sup>	1,95 · 10 <sup>5</sup>	1,0	2900	28,4
HeH	5,6 · 10 <sup>5</sup>	1,34 · 10 <sup>5</sup>	1,0	2400	23,5
H	2,18 · 10 <sup>5</sup>	5,23 · 10 <sup>4</sup>	0,5	1520	14,7
CH	4,65 · 10 <sup>4</sup>	1,11 · 10 <sup>4</sup>	0,5	714	7,0
N	3,42 · 10 <sup>4</sup>	8,16 · 10 <sup>3</sup>	0,5	595	5,8
BH	2,65 · 10 <sup>4</sup>	6,33 · 10 <sup>3</sup>	0,5	520	5,1
NH	2,22 · 10 <sup>4</sup>	5,3 · 10 <sup>3</sup>	0,5	465	4,6
BH <sub>2</sub>	2,22 · 10 <sup>4</sup>	5,3 · 10 <sup>3</sup>	0,5	465	4,6
O	1,58 · 10 <sup>4</sup>	3,77 · 10 <sup>3</sup>	0,5	401	3,9
NH <sub>2</sub>	1,24 · 10 <sup>4</sup>	2,96 · 10 <sup>3</sup>	0,5	365	3,6

ком случае, их весовая доля не превышает 1%. Например, свободные радикалы водорода вмораживались при 4° К в твердый водород в количестве только 0,0006%, причем эта концентрация

уменьшалась вдвое за 19 ч. Если же концентрацию увеличить до 0,2%, то период полураспада уменьшается до нескольких минут. Также нельзя назвать стабильными свободные радикалы водорода с концентрацией 0,15%, полученные с помощью облучения твердого метана γ-квантами при температуре 4,2° К [46].

Свободные радикалы азота удалось вмораживать при 4° К в твердый азот в количестве до 0,3% [46].

Все эти примеры показывают, насколько трудно получить значительное содержание свободных радикалов даже в замороженных до гелиевых температур компонентах. Ведь само по себе получение

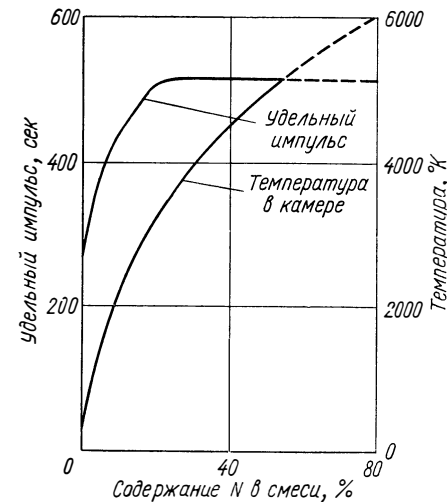


Рис. 1.10. К расчету эффективности использования свободных радикалов азота (давление в камере 20 атм, температура на входе 300° К).

таких температур, не говоря уже о более низких, связано с большими техническими трудностями. Одна из них — проблема теплоизоляции, о которой уже упоминалось раньше. Эта проблема останется актуальной и при полете аппарата в межзвездном

пространстве вдали от Солнца, так как он будет нагреваться от фиолетового и ультрафиолетового космического фона и от ударов частиц, составляющих космическую среду. Поясним это.

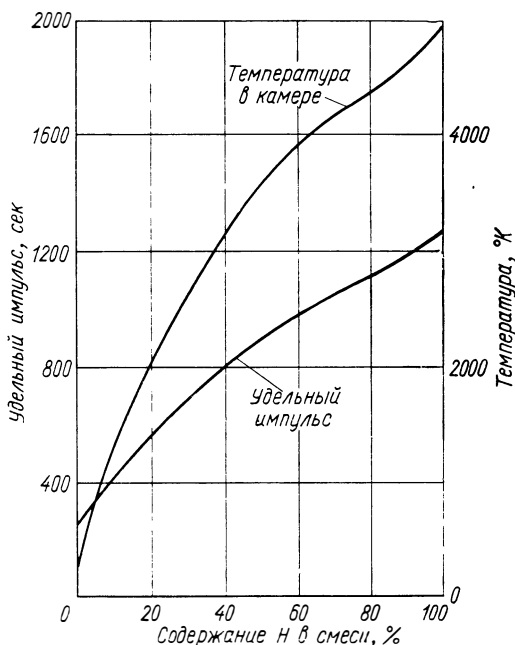


Рис. 1.11. К эффективности использования свободных радикалов водорода (давление в камере 20 атм, температура на входе 300° К).

Равновесную температуру абсолютно черного тела на расстоянии  $r$  от Солнца приближенно можно оценить по формуле

$$T = \frac{300}{\sqrt{r}} \text{ } ^\circ\text{K}.$$

Здесь  $r$  следует брать в астрономических единицах длины (1 а. ед. = 149,5 млн. км).

На очень большом удалении от Солнца, когда его влиянием можно пренебречь, температура космоса распределена между основными его компонентами следующим образом:

Температура черного тела . . . . .	3° К
Цветовая температура инфракрасного излучения . . . . .	5 000° К
Цветовая температура ультрафиолетового излучения . . . . .	15 000° К
Колебательная температура молекул . . . . .	3° К
Температура возбуждения атомов . . . . .	3° К
Кинетическая температура неионизованного водорода . . . . .	100° К
Кинетическая температура ионизованного водорода . . . . .	1000—10 000° К
Температура твердых частиц . . . . .	20° К

Температура твердых частиц равновесная. Она обусловлена их нагревом от ультрафиолетового излучения космоса. Если учесть столкновения частиц (или космического аппарата) с водородом, то равновесная температура окажется еще выше. Напомним, что частота столкновений атомов водорода с  $1 \text{ см}^2$  поверхности составляет на большом удалении от Солнца  $6 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}$ . Что же касается других химических элементов, присутствующих в космическом пространстве, то для них следует ожидать одного столкновения в  $1 \text{ сек}$  ввиду их малой концентрации (табл. 1.8).

Т а б л и ц а 1.8

*Распространенность химических элементов  
в межзвездном космическом пространстве*

Элемент	Химический символ	Число атомов в $1 \text{ м}^3$	Элемент	Химический символ	Число атомов в $1 \text{ м}^3$
Водород	H	$10^6$	Железо	Fe	20
Гелий	He	$10^5$	Сера	S	10
Кислород	O	$5 \cdot 10^2$	Аргон	Ar	2,5
Неон	Ne	$2 \cdot 10^2$	Алюминий	Al	2,5
Азот	N	$2 \cdot 10^2$	Кальций	Ca	1,0
Углерод	C	$10^2$	Натрий	Na	1,0
Кремний	Si	25	Никель	Ni	1,0
Магний	Mg	20			

Из таблицы видно, что для межзвездного пространства характерна очень небольшая плотность вещества. Очень мало и микрометеоритов (в прозрачных областях Вселенной содержится одна частица на  $10^6 \text{ м}^3$ , а в туманных — одна частица на  $10^3 \text{ м}^3$ ). Эти цифры даны в пересчете на частицы размером  $1 \text{ мкм}$  [46].

Из всего сказанного следует, что температура наружной поверхности корабля даже на значительном удалении от Солнца и планет будет несколько выше или примерно равна  $20^\circ \text{ К}$ .

Для сохранения свободных радикалов в довольно больших количествах потребуется, вероятно, температура значительно ниже  $4^\circ \text{ К}$ . Поэтому сложные системы термостатирования или громоздкая теплоизоляция неизбежны. Следует отметить, что эти задачи (даже для значительно больших окружающих температур) успешно решены. В частности, уже сейчас может поддерживаться в течение нескольких часов температура  $0,0035^\circ \text{ К}$  [48]. Но и эта температура далеко не предельна. Отмечается [49], что за счет так называемого ядерного размагничивания можно получить температуру  $0,000001^\circ \text{ К}$ . Есть надежда, что такие сверхнизкие температуры после их промышленной реализации смогут обеспечить сохранность свободных радикалов в больших количествах.

Вместе с тем нельзя не отметить, что эти температуры в настоящее время могут быть получены только с помощью очень сильных

(десятки тысяч ампер/метр) магнитных полей. Это обстоятельство само по себе может оказаться очень полезным при замораживании свободных радикалов. Дело в том, что молекула водорода  $H_2$  устойчива только тогда, когда спины двух ее электронов направлены в противоположные стороны. Если же спины электронов параллельны, то молекула находится в неустойчивом триплетном состоянии или, иначе говоря, является простой суммой двух свободных радикалов водорода. Предполагается, что процесс накопления свободных радикалов водорода может идти следующим образом: водород пропускают через безыскровой разрядник, где он диссоциирует, а затем через сильное магнитное поле, которое делит поток водорода на два в зависимости от ориентации спинов. Оба потока свободных радикалов, попадая на сильно охлажденную поверхность, намерзают на нее и в таком состоянии могут долго храниться. Однако опыты, проведенные при температуре охлаждающей поверхности  $1^\circ K$  и магнитном поле в несколько десятков тысяч ампер/метр, положительных результатов не дали. Оказалось, что для температуры  $1^\circ K$  требуется поле  $1,6 \cdot 10^7$  а/м, а для  $0,1^\circ K$  — в десять раз меньшее поле [46].

Можно предположить, что промышленное хранение свободно-радикального топлива будет определяться в первую очередь достижениями физики низких температур и техники получения сверхсильных магнитных полей. Обе эти проблемы объединяют в себе одно и то же явление — сверхпроводимость, так как наиболее экономично, с точки зрения затрат энергии, можно получать интенсивные магнитные поля только с помощью этого явления [50].

Вместе с тем известно, что возможности получения сверхсильных магнитных полей и достижения физики низких температур могли бы способствовать созданию совершенно новых типов аккумуляторов энергии — электростатических и электродинамических.

#### § 1.4. Аккумуляирование электромагнитной энергии

Для создания тягового усилия при магнитном, кулоновском или в общем случае лоренцевском взаимодействии требуется, чтобы летательный аппарат имел либо электростатический заряд, либо электрический или магнитный момент. Возможно и их одновременное сочетание.

**Конденсаторы** — наиболее известные аккумуляторы электростатической энергии. Конструкция конденсаторов, их форма и применяемые электротехнические материалы во многом определяют удельный массовый запас энергии.

Энергия, запасенная в конденсаторе

$$E_q = \frac{Q^2}{2C} = \frac{C\varphi^2}{2} \text{ дж},$$

где  $C$  — емкость,  $\phi$ ;  $\Phi$  — максимально допустимый потенциал (рабочее напряжение),  $v$ ;  $Q$  — заряд конденсатора,  $\kappa$ .

Из этого выражения видно, что для увеличения запаса энергии требуется создавать конденсаторы, которые обладали бы большой емкостью и имели большое рабочее напряжение.

Эффективная емкость конденсатора определяется прежде всего его геометрической емкостью (формой и размерами электродов), диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$  той среды, которая разделяет его противоположно заряженные элементы, и абсолютным значением потенциала.

Геометрическая емкость  $C_r$  находится из соотношения

$$Q = C_r \Phi$$

и представляет собой множитель пропорциональности между зарядом и потенциалом конденсатора (или разностью потенциалов между противоположно заряженными элементами). Для конденсатора, состоящего из двух плоских пластин,

$$C_r = \frac{\epsilon_0 S}{d},$$

где  $S$  — площадь пластины,  $m^2$ ;  $d$  — расстояние между пластинами,  $m$ .

Если между электродами конденсатора поместить промежуточное тело с диэлектрической постоянной  $\epsilon$ , то его емкость увеличится в  $\epsilon$  раз. Например, эффективная емкость плоского конденсатора

$$C = \epsilon C_r = \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{d}.$$

Очевидно, что тело, находящееся между прокладками конденсатора, должно быть из электротехнического материала с высоким значением  $\epsilon$  и высокой пробойной напряженностью. Последнее позволяет значительно уменьшить величину  $d$ .

Если конденсатор предназначен для использования в качестве аккумулятора электростатической энергии для космических тяговых систем, то, как и другие аккумуляторы, он характеризуется удельным массовым запасом энергии. В частности, для плоского конденсатора имеем:

$$\frac{E_q}{M} = \frac{C \Phi^2}{2M} = \frac{\epsilon \epsilon_0 S \Phi^2}{2dM}.$$

Пренебрегаем весом конструктивных элементов и считаем, что масса конденсатора  $M$  равна сумме масс диэлектрика и обкладок:

$$M = \frac{\gamma_d}{g} S d + \frac{\gamma_0}{g} S d.$$

Для грубых оценок эффективности диэлектриков массой обкладок и массой дополнительных конструктивных элементов можно пренебречь (это справедливо только для конденсаторов очень

большой емкости, работающих с очень большими рабочими напряжениями):

$$\frac{E_q}{M} \approx \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S \varphi^2}{2d \frac{\gamma_d}{g} Sd} = \frac{g \varepsilon_0}{2} \cdot \frac{\varepsilon \varphi^2}{\gamma_d d^2}.$$

Итак, пригодность диэлектрика характеризуется комплексом  $\frac{\varepsilon \varphi^2}{\gamma_d d^2}$ . Следует заметить, что уменьшение толщины диэлектрика ограничивается главным образом его электрической прочностью — пробойной напряженностью

$$E_{\text{пр}} = \frac{\varphi_{\text{пр}}}{d}.$$

Рабочее напряжение конденсатора можно выразить через пробойное напряжение диэлектрика:

$$\varphi = k \varphi_{\text{пр}}, \quad \text{причем } k < 1.$$

Теперь удельная массовая энергия конденсатора выразится так:

$$\frac{E_q}{M} = \frac{g k^2 \varepsilon_0}{2} \cdot \frac{\varepsilon \varphi_{\text{пр}}^2}{\gamma_d d^2} = \frac{g k^2 \varepsilon_0}{2} \cdot \frac{\varepsilon E_{\text{пр}}^2}{\gamma_d}.$$

Коэффициент

$$k_d = \frac{\varepsilon E_{\text{пр}}^2}{\gamma_d}$$

характеризует эффективность диэлектрика в конденсаторе, предназначенном для работы в качестве аккумулятора электроэнергии космической тяговой системы. В табл. 1.9 приведены основные характеристики некоторых диэлектриков. Видно, что наряду со считавшимся еще недавно наилучшим синтетическим диэлектриком — соволом (пиранолом), имеющим  $k_d = 1,2 \cdot 10^3$ , созданы новые пластмассовые диэлектрики с более высокими характеристиками. Особо следует отметить стирофлекс ( $k_d = 2,85 \cdot 10^4$ ) и тонкую (5—15 мкм) пленку полиэтилентерефталата или лавсана ( $k_d = 4 \cdot 10^5$ ), которые в последнее время уже применяются в конденсаторах. Однако эти характеристики далеко не предельны для пластмасс. Известно, например, что дезоксирибонуклеиновая кислота (ДНК) — природный пластик со спиральной структурой молекулы — обладает самой высокой для известных в природе веществ диэлектрической проницаемостью — 130 000 [51]. Можно предположить поэтому, что это вещество способствует накоплению в организмах живых существ больших запасов электростатической энергии. Ведь пробойная напряженность электростатического поля с уменьшением толщины диэлектрика сильно возрастает [52], а в данном случае речь идет о молекулярных размерах. Так, для тонких пленок полиэтилентерефталата пробойная напряженность равна 400 кВ/мм. Тонкие слои диэлектриков можно получать не только механическим путем (прокатка или напыление в вакууме).

Таблица 1.9

## Характеристики некоторых диэлектриков

Диэлектрик	Удельный вес $\gamma_d$ , Г/см <sup>3</sup>	Пробойная напряженность $E_{пр}$ , кВ/мм	Диэлектрическая проницаемость $\epsilon$	Удельное сопротивление $\rho$ , Ом·см	Коэффициент запаса энергии $k_d$	Литература
------------	---	--	--	---------------------------------------	----------------------------------	------------

## Пластмассы

Бакелит	1,2	10—40	4—4,6	$2 \cdot 10^{16}$	$6,1 \cdot 10^3$	[53, 54]
Гетинакс	1,3	10—30	5—6,5	$10^{11}$	$4,5 \cdot 10^3$	[53, 63]
Капрон	1,2	15—18	3,8	$9 \cdot 10^{12}$	$10^3$	[56, 60]
Пиранол (совол)	1,5—1,6	20	4,5	$10^{13}—10^{14}$	$1,2 \cdot 10^3$	[55, 60]
Плексиглас	1,2	18,5	3—3,6	$10^{12}$	$10^3$	[53, 57]
Полистирол	1,05—1,65	25—50	2,2—2,8	$5 \cdot 10^{15}—5 \cdot 10^{17}$	$6,65 \cdot 10^3$	[53]
Полиэтилен	0,93	40	2,4	$10^{15}—10^{17}$	$4,15 \cdot 10^3$	[60]
Полиэтилен-терефталат (лавсан)	1,32	200—400	2,8—3,3	$5 \cdot 10^{16}—10^{17}$	$4 \cdot 10^5$	[61]
Полихлорвинил	1,38	50	3,1—3,5	$10^{13}$	$6,35 \cdot 10^3$	[63]
Стирофлекс	1,05	100	3,0	$10^{15}$	$2,85 \cdot 10^4$	[62]
Фторопласт-4	2,15—2,3	25—27	2,5	$10^{18}$	800	[60]
Целлулоид	1,7	30	3—4	$2 \cdot 10^{10}$	$2,1 \cdot 10^3$	[53]
Эбонит	1,3	25	4—4,5	$10^{18}$	$2,18 \cdot 10^3$	[53]

## Окиси вентильных металлов

Окись алюминия	3,2	$6,45 \cdot 10^5$	10	$10^{16}$	$1,29 \cdot 10^{12}$	[58]
Окись тантала	7,93	$6,62 \cdot 10^5$	27,6	$10^{16}$	$1,52 \cdot 10^{12}$	[58]
Окись ниобия	4,8	$4,24 \cdot 10^5$	46	$10^{16}$	$1,72 \cdot 10^{12}$	[58]
Окись циркония	5,55	$3,47 \cdot 10^5$	27	$10^{16}$	$5,85 \cdot 10^{11}$	[58]

## Сегнетоэлектрики

Сегнетова соль	1,767	12	2330	$10^{12}$	$1,9 \cdot 10^5$	[59]
Титанат бария	5,7	70	$1,41 \cdot 10^4$	$10^{13}$	$1,19 \cdot 10^7$	[59]
Триглицинсульфат	1,68	30	600	$10^{11}$	$3,2 \cdot 10^5$	[66]
Керамика ВК-2	5,1	60	$2,2 \cdot 10^4$	$10^{12}$	$1,55 \cdot 10^7$	[64]
Керамика ВК-5	6,0	50	$10^5$	$10^{12}$	$4,2 \cdot 10^7$	[65]

Диэлектрик	Удельный вес $\gamma_d$ , Г/см <sup>3</sup>	Пробойная напряженность $E_{пр}$ , кВ/мм	Диэлектрическая проницаемость $\epsilon$	Удельное сопротивление $\rho$ , ом·см	Коэффициент запаса энергии $K_d$	Литература
<i>Прочие материалы</i>						
Тиконд	3,8—3,9	15—20	25—80	$10^{14}$	$8,44 \cdot 10^3$	[53]
Слюда флогонит	2,5—2,7	60—125	4,0—5,5	$10^{13}$ — $10^{17}$	$8,44 \cdot 10^4$	[53]
Парафин	0,4—0,9	20—30	2,2—2,3	$3 \cdot 10^{18}$	$5,16 \cdot 10^3$	[53]
Воск пчелиный	0,96	20—35	2,8—2,9	$2 \cdot 10^{10}$ — $10^{15}$	$3,66 \cdot 10^3$	[53]
Канифоль	1,1	25	3,5	$5 \cdot 10^{16}$	$2 \cdot 10^3$	[53]
Калит, Фреквента	2,6—2,7	35—45	6,0—6,5	$10^{13}$	$5,1 \cdot 10^3$	[63]

как это чаще всего имеет место для пластмасс, но и электролитическим способом на поверхностях так называемых вентильных металлов (ток через металл прекращается, как только его поверхность покроется оксидной пленкой). На этом принципе основана работа электролитических конденсаторов. Хотя электростатическая проницаемость для оксидных пленок и невелика, но вследствие резкого роста пробивного градиента поля можно увеличить энергию, запасаемую в конденсаторах этого типа.

Очень перспективный материал для диэлектриков — сегнетоэлектрическая керамика. Диэлектрическая проницаемость некоторых ее образцов достигает 100 000. В настоящее время успешно осваивается метод получения тонких керамических пленок [67]. Особенно ценно, что эти пленки получают монокристаллическими, так как в ориентации кристаллической решетки диэлектриков заложены большие возможности увеличения их диэлектрической проницаемости [68].

Из других материалов необходимо упомянуть слюду, которая может иметь очень малую толщину и, следовательно, хорошо работать в плоских конденсаторах.

Итак, основная проблема в настоящее время заключается в создании легких материалов с высокой диэлектрической проницаемостью и высокой пробойной напряженностью.

Но не только диэлектрик определяет удельную массовую энергию конденсатора. Большая роль отводится его конструктивному совершенству. Например, сильно разреженные газы — хорошие диэлектрики (воздух при давлении 2 мм рт. ст. имеет  $\gamma_d = 3 \cdot 10^{-6}$  г/см<sup>3</sup>,  $E_{пр} = 6,7$  кВ/мм,  $\epsilon = 1,0$ , т. е. для него  $K_d = 1,47 \cdot 10^7$  [69]. Однако это еще не означает, что конденсатор будет легким. Если летательный аппарат стартует с Земли, то требуется откачивать из конденсатора воздух, электроды делать



жесткими для восприятия электростатических сближающих усилий (обычно эти усилия воспринимаются диэлектриками), а оболочку конденсатора — устойчивой. Естественно, что если вакуумный конденсатор заряжается в космосе, то экономия в весе может быть значительной. На рис. 1.12 дана характеристика пробивного напряжения для воздуха и водорода.

Можно указать также на принципиальную применимость комбинированного аккумулятора тепловой и электростатической энергий. Известно, что у некоторых веществ диэлектрические характеристики достигают больших значений при очень низких

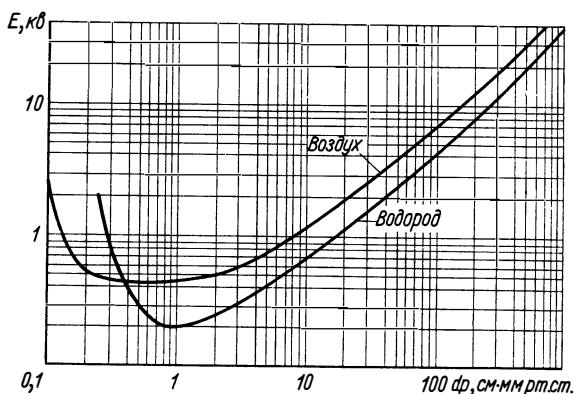


Рис. 1.12. Зависимость пробивного напряжения в воздухе и водороде от произведения расстояния между электродами  $d$  на давление газа  $p$ .

температурах. Фосфорнокислый калий, например, при обычных условиях не обладает сегнетоэлектрическими свойствами, а при температуре  $-158^\circ \text{C}$  он хороший сегнетоэлектрик с  $\epsilon = 47\,500$ . То же самое можно сказать и о мышьяковистом калии, для которого  $\epsilon = 36\,500$  при  $-182^\circ \text{C}$ .

Наконец, так же, как и для других аккумуляторов, очень важна релаксационная способность конденсаторов, которая определяется обычно величиной объемной проводимости  $\sigma = 1/\rho$  (см. табл. 1.9). Естественно, что чем меньше  $\sigma$ , тем дольше может сохраняться заряд. Большие значения  $\sigma$  приводят к нагреву диэлектриков и в некоторых случаях — к их тепловому пробое. Для сегнетоэлектрических конденсаторов, работающих, как правило, в очень узком интервале температур, нагрев диэлектриков может резко снизить значение  $\epsilon$  и уменьшить его электростатическую энергию (рис. 1.13). Все это приводит к необходимости делать охлаждаемые конденсаторы.

Следует отметить, что для некоторых веществ и особенно для диэлектриков с сегнетоэлектрическими свойствами диэлектрическая проницаемость сильно зависит не только от температуры,

но и от величины напряженности поля (рис. 1.14). Существует, по-видимому, оптимальная напряженность электрического поля

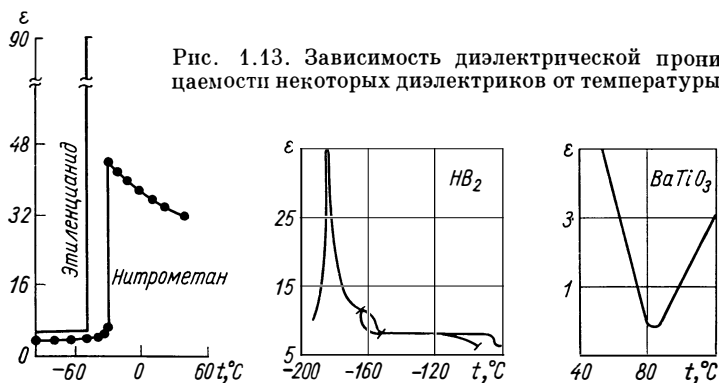


Рис. 1.13. Зависимость диэлектрической проницаемости некоторых диэлектриков от температуры.

заряженного конденсатора, при которой значение его удельной массовой энергии максимально.

Легкие, но достаточно энергоемкие конденсаторы еще, вероятно, не разрабатывались. Не известно также, какая форма электродов самая выгодная. Однако имеющиеся конструкции позволяют провести оценки удельных массовых энергий различных конденсаторов, как монополярных, так и обычных, двухполярных. Очень важно, что роль монополярных конденсаторов может выполнять весь летательный аппарат в целом. Однако электростатический заряд на его поверхности будет зависеть не только от геометрической емкости корабля, т. е. от его формы и размеров (табл. 1.10), но и от окружающих внешних условий. Если такой корабль помещен в вакуум (это условие можно считать выполнимым на очень больших удалениях от планетной системы Солнца при низких скоростях полета), то его реальная емкость будет очень точно определяться значением геометрической емкости, так как критические поля, вызывающие срыв электронов или ионов с поверхности заряженного тела, будут для большинства конструкционных материалов очень высокими —  $10^9$  в/м для отрицательно заряженных тел и  $10^{10}$  в/м для тел, заряженных положительно [15]. Для районов космоса, характеризующихся наличием относительно плотной газовой среды или сильным элект-

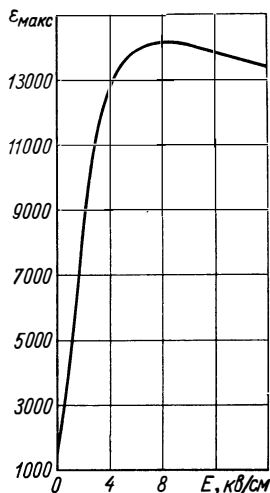
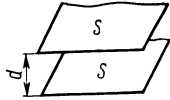
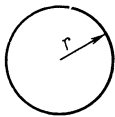
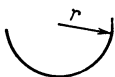
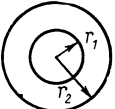
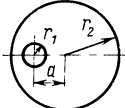
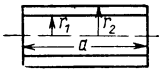
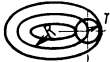

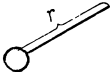
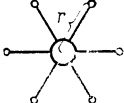
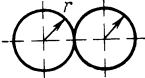


Рис. 1.14. Зависимость диэлектрической проницаемости титаната бария  $BaTiO_3$  от напряженности электрического поля.

## Емкости конденсаторов различной геометрии

Конденсатор	Геометрия конденсатора	Емкость конденсатора в среде с диэлектрической проницаемостью $\epsilon$	Литература
Плоский		$C = \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{d}$ <p>Для вакуума <math>\epsilon_0 = 8,855 \cdot 10^{-12} \text{ ф/м}</math></p>	[70]
Сфериче-ский		$C = 4\pi\epsilon\epsilon_0 r$	[70]
Полусфера		$C = 4\pi\epsilon\epsilon_0 r \left( \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \right)$	[71]
Концентри-ческие сферы		$C = 4\pi\epsilon\epsilon_0 \frac{r_1 r_2}{r_2 - r_1}$	[70]
Неконцен-трические сферы		$C \approx 4\pi\epsilon\epsilon_0 \frac{r_2 r_1}{r_2 - r_1} \times \left[ 1 - \frac{r_2 a^4 r_1}{(r_2^3 - r_1^3)(r_2 - r_1)} \right]$ <p><math>a &lt; r_2 - r_1</math></p>	[72]
Коаксиаль-ные цилиндры		$C = 2\pi \frac{\epsilon \epsilon_0 a}{\ln(r_2/r_1)}$	[70]

Конденсатор	Геометрия конденсатора	Емкость конденсатора в среде с диэлектрической проницаемостью $\epsilon$	Литература
Тор		$C \approx \frac{\pi R \epsilon \epsilon_0}{\lambda + 2 - \frac{4\lambda^2 + 8\lambda + 5}{16} \sigma^2 + \frac{192\lambda^3 + 416\lambda^2 + 448\lambda + 171}{2048} \times \sigma^4 + \dots}$ $\lambda = \ln \frac{8}{\sigma} - 2; \quad \sigma = r/R$	[73]
Диск		$C = 8\epsilon \epsilon_0 R$	[74]
Сфера с лучом		$C = 4\pi \epsilon \epsilon_0 0,11r$	[15]
Сфера с шестью лучами		$C = 4\pi \epsilon \epsilon_0 0,35r$	[15]
Две соприкасающиеся сферы		$C = 8\pi \epsilon \epsilon_0 r \ln 2$	[71]

ромагнитным излучением, эти значения будут снижены из-за тока плазмы, фотоэмиссии, дебаевского экранирования или эмиссии под действием корпускулярных потоков. Предельный заряд летательного аппарата должен соответствовать потенциалу  $10^7$  в, т. е. современному техническому уровню развития электростатических генераторов и сильноточных ускорителей. В качестве конструкционного материала рассматривается наиболее прочная из известных пластмасс — полиэтилентерефталатная (лавсановая) пленка толщиной 10—20 мм.

Удельная массовая энергия различных конденсаторов, как двухполярных (их название определяется диэлектриком), так и монополярных (название определяется геометрией), приведена в табл. 1.11. Видно, что некоторые конденсаторы могут быть выгоднее химических аккумуляторов.

**Электреты.** Если в конденсаторах общая энергия складывается из энергии электростатического поля пластин и энергии поляризованного диэлектрика, то в электретах — материалах, способных иметь большую остаточную поляризуемость, энергия определяется только остаточным полем предварительно поляризованного вещества.

Электретное вещество может предварительно поляризоваться в нагретом или даже в расплавленном состоянии (термоэлектрет) в процессе освещения или облучения ультрафиолетовым, рентгеновским или  $\gamma$ -излучением (фотоэлектрет) и во время облучения  $\beta$ - или  $\alpha$ -частицами (псевдоэлектрет). Если электрет изготавливается только за счет поляризующего поля, то он называется электроэлектретом. Отметим, что псевдоэлектрет получается в результате накопления заряда на одной поверхности облучаемой пластины, а для этого необходимо, чтобы ее толщина была больше длины свободного пробега падающего на нее излучения.

Если противоположные полюсы электрета соединить проводником (закоротить), то поляризационный «заряд» будет сохраняться значительно дольше, чем это имеет место в конденсаторах, так как нет тока проводимости.

Электретный аккумулятор может дать ток во внешнюю цепь либо после нагрева, либо после освещения или воздействия электромагнитного излучения, либо после действия на него электротока. В табл. 1.12 приведены характеристики некоторых электретных материалов, а в табл. 1.11 — удельная массовая энергия электретных аккумуляторов.

Электреты нашли применение в легких электрофорных генераторах, которые могут потребоваться для зарядки тел в космосе.

Поскольку многие диэлектрики, применяемые в конденсаторах, обладают электретными свойствами, совершенно естественно считать, что все конденсаторы (исключая вакуумные) являются комбинированными аккумуляторами, так как общая запасенная в них энергия складывается из электростатической и поляризационной.

*Удельная массовая энергия электрических и магнитных аккумуляторов энергии*

Аккумулятор	Удельная массовая энергия		Литература
	кдж/кг	ккал/кг	
Двухполярные конденсаторы:			
бумажный типа КБГ-МН	0,0071	0,0017	—
пираноловый (соволовый)	0,044	0,0105	[33]
керамический с пленочной керамикой ВК-5	$5 \cdot 10^2$	$1,2 \cdot 10^2$	—
вакуумный (типа ЗТУ № 174-50, но облегченный)	0,03	0,0072	[75]
полиэтилентерефталатный	5	1,2	—
ниобиевый окисный	$2,5 \cdot 10^4$	$0,6 \cdot 10^4$	—
Монополярные конденсаторы:			
сфера из полиэтилентерефталатной пленки ( $r = 2$ м)	$2,3 \cdot 10^4$	$0,55 \cdot 10^4$	[15]
сфера из полиэтилентерефталатной пленки ( $r = 2$ м) в цилиндрическом контейнере ( $R_K = 3$ м)	30	7,2	[76]
тор из армированной полиэтилентерефталатной пленки ( $R = 10$ м, $r = 1$ м)	$2,8 \cdot 10^2$	$0,67 \cdot 10^2$	—
Электреты	0,001—0,02	$2,5 \cdot 10^{-4}$ —0,005	—
Индуктивность	0,0735	0,0175	[33]
Катушка с током в состоянии сверхпроводимости	1,6	0,382	[77]
Постоянный магнит:			
железо-марганцевый или кобальт-платиновый	0,0015	$3,6 \cdot 10^{-4}$	[60]
оксидно-бариевый анизотропный	0,061	0,0145	[60]
Катушка с ферромагнитной бронировкой в состоянии сверхпроводимости	0,5—1	0,12—0,24	—
Комбинированный магнитоэлектростатический аккумулятор	0,1—0,5	0,024—0,12	—

Следует также отметить, что физика электретов по-настоящему стала развиваться только в последнее десятилетие, поэтому сейчас трудно предугадать ту роль, которую будет играть это явление в процессах аккумуляции бортовой энергии. Однако известно, что электреты, особенно в закороченном состоянии, сохраняют свои свойства, а следовательно, и запасенную энергию без видимого уменьшения в течение нескольких лет [78]. Как уже отмечалось, в конденсаторах существуют токи проводимости (утечки), и их энергия уменьшается значительно быстрее. Можно

Таблица 1.12

## Характеристики некоторых электретных материалов

Электретный материал	Удельный вес, Г/см <sup>3</sup>	Остаточный установленный заряд, к/см <sup>2</sup>	Начальный заряд, к/см <sup>2</sup>	Способ приготовления
Полиметилметакрилат (оргстекло)	1,2	$7 \cdot 10^{-11}$	$10^{-5}$	Нагрев до температуры 130° С в электростатическом поле
Поливинилацетат	1,2	—	$10^{-4}$	Нагрев до температуры 110° С в электростатическом поле
Полиамидная смола (капрон)	1,2	$2 \cdot 10^{-10}$	$10^{-5}$	Нагрев до температуры 130° С в электростатическом поле
Смесь равных частей канифоли и карнаубского воска	1,05	$10^{-9}$	$10^{-6}$	Застывание расплавленной массы в электростатическом поле
Керамика	5,5	$10^{-9}$	$10^{-4}$	Поляризация при температуре 350° С

поэтому предположить, что детальное изучение физики поляризационных явлений на молекулярном уровне позволит создать такие электреты, которые по запасаемой удельной массовой энергии не будут уступать лучшим типам двухполярных конденсаторов.

Таблица 1.13

## Характеристики некоторых хороших проводников при 0° С

Металл	Удельный вес, Г/см <sup>3</sup>	Удельное сопротивление $\rho$ , 10 <sup>-6</sup> ом.см	Температура плавления, °С	Предел прочности на растяжение, кг/см <sup>2</sup>	$\kappa_n$ , 10 <sup>11</sup>	$\kappa'_n$ , 10 <sup>4</sup>
Алюминий	2,69	2,53	660	1 265	1,86	14,7
Бериллий	1,85	4,3	1280	4 900	6,15	12,6
Вольфрам	18,8	6,4	3400	35 000	2,9	0,83
Алдрей (сплав)	2,7	3,22	1100	3 700	4,26	11,5
Бериллиевая бронза	8,9	5,2	~900	11 000	2,4	2,16
Кадмиевая бронза	8,94	1,74	~800	7 300	4,7	6,43
Железо	7,86	8,9	1530	2 770	0,4	1,43
Золото	19,3	2,06	1063	985	0,25	2,52
Магний	1,74	3,2	650	1 400	2,52	18
Медь	8,93	1,56	1083	2 100	1,51	7,13
Молибден	10,2	4,3	2627	7 000	1,6	2,27
Серебро	10,5	1,47	960	2 530	1,64	6,5
Хром	7,1	2,6	2000	—	—	5,4

**Индуктивности.** К числу динамических аккумуляторов электрической энергии можно отнести достаточно большие закороченные индуктивности с текущим по ним током. Естественно, что величина активного сопротивления этих индуктивностей, приводящая в обычных случаях к малому времени релаксации, т. е.

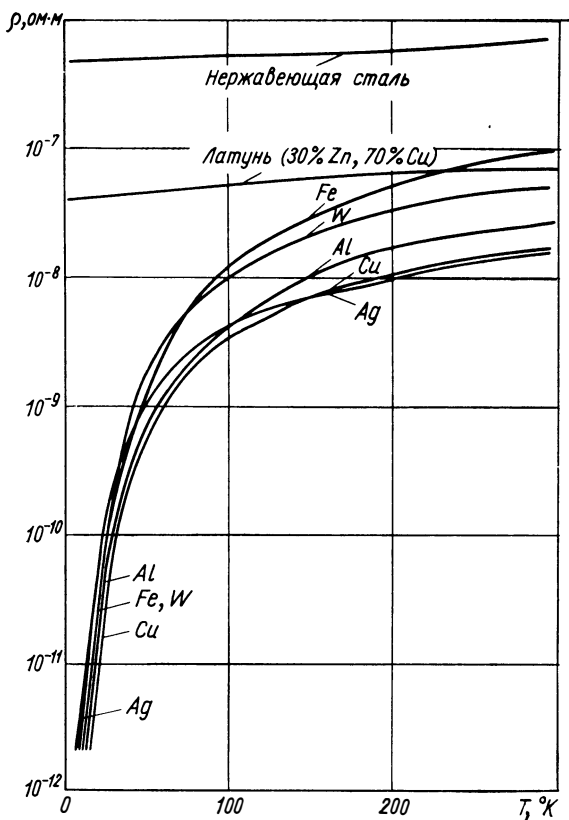


Рис. 1.15. Зависимость удельного сопротивления от температуры у некоторых материалов.

к быстрой диссипации энергии, должна быть наименьшей. Это обуславливает, во-первых, применение для таких индуктивностей металлов с высокой проводимостью (табл. 1.13), а во-вторых, необходимость их интенсивного охлаждения, так как проводимость с уменьшением температуры возрастает. На рис. 1.15 приведены температурные зависимости удельного сопротивления для некоторых проводников. Следует выбирать не тот материал, который как проводник обладает наибольшей проводимостью при  $0^{\circ}C$ , а тот, у которого наилучшая совокупность свойств при выбранной температуре.



При выборе металла для замкнутых катушек, выполняющих роль индукционных аккумуляторов энергии, следует руководствоваться не только их высокой проводимостью и малым удельным весом. На каждый виток катушки, в которой течет ток, действуют электродинамические разрывающие виток усилия. Для многовитковой катушки кроме разрывающих неизбежны усилия, действующие вдоль оси и стремящиеся сплющить соленоид [79, 80].

Усилие, разрывающее катушку прямоугольного сечения (рис. 1.16), имеющую  $n$  витков, составит

$$F_p \approx 0,1 i^2 \left( \ln \frac{8R}{a+r} - 0,5 \right) n,$$

где  $i = i_B n$  ( $i_B$  — ток одного витка,  $ka$ ).

Усилие, сближающее соседние витки,

$$F_c \approx 4\pi \frac{R_B}{d} i_B^2 \cdot 10^{-4} n,$$

где  $R_B$  — радиус витков;  $d$  — расстояние между ними;  $i_B$  — ток, протекающий в витке,  $ka$ .

Рис. 1.16. Схема катушки прямоугольного сечения.

Как правило, усилием, сближающим витки, пренебрегают, так как оно может восприниматься изоляцией, работающей на сжатие. Усилие, разрывающее витки катушки, создает в них напряжение растяжения

$$\sigma_B \geq \sigma_p = \frac{k_\phi F_p}{ar},$$

которое не должно превышать предела прочности на растяжение  $\sigma_B$ . Коэффициент  $k_\phi > 1$  учитывает пустоты между витками.

Энергия катушки

$$E_K = \frac{Li^2}{2} \approx \frac{\mu_0 R n^2 i^2}{2} \left( \ln \frac{8R}{a+r} - 1,5 \right),$$

где  $\mu_0$  — магнитная проницаемость материала, заполняющего рабочее пространство;  $n$  — число витков;  $L$  — индуктивность катушки. Для воздуха и вакуума  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  гн/м. Если выразить  $R$  в метрах, а  $i$  — в амперах, то получим работу в джоулях.

Вес катушки, очевидно, равен

$$G_K = k'_\phi ar 2R n \gamma_B,$$

где  $k'_\phi < 1$  — коэффициент, учитывающий не только пустоты между витками, но и вес изоляции, а  $\gamma_B$  — удельный вес материала витков.

Максимально возможная удельная массовая энергия катушек одинаковой геометрии и с одинаковым числом витков будет пропорциональна комплексу

$$\frac{E_{Kg}}{G_K} \approx \frac{i^2}{ar \gamma_B} = \frac{\sigma_B}{\gamma_B}.$$

Скорость убывания аккумулированной энергии определяется нагревом катушки, т. е. выделением тепла ее витками:

$$Q = k_T R_K i^2 = k_T \frac{L}{ar} i^2 \rho,$$

где  $k_T$  — коэффициент выделения тепла;  $R_K$  — активное сопротивление катушки;  $L$  — общая длина провода, из которого намотана катушка;  $\rho$  — удельное сопротивление материала провода *ом·см*.

При постоянном числе витков и постоянной длине провода катушки, а также при постоянном комплексе  $i^2/ar$  для выполнения условия минимальной релаксации требуется минимальное значение  $\rho$ . Можно судить, таким образом, о пригодности материала для катушки — аккумулятора электрической энергии — по коэффициенту

$$k_n = \frac{\sigma_B}{\rho \gamma_B} 10^3 \text{ ом}^{-1},$$

который должен быть возможно большим.

Значения  $k_n$  приведены в табл. 1.14, из которой видно, что наилучшими свойствами для рассматриваемых аккумуляторов, работающих при 0° С, обладают вольфрам, магний и некоторые сплавы (вывод, казалось бы, парадоксальный!). Естественно, что работа катушки в других температурных условиях, а также применение витков особой конструкции или использование специальных конструктивных элементов (бандажей, спиц и т. д.) могут изменить положение. Следует, однако, заметить, что алюминий, бериллий и магний останутся, по-видимому, предпочтительными материалами для такого применения и в других условиях. Возможен также случай, когда усилия, возникающие в проводниках, невелики и ими можно пренебречь. Тогда критерий сравнения будет другим:

$$k'_n = \frac{1}{\rho \gamma_B}.$$

Для сверхпроводников ( $\rho = 0$ ) следует применять критерий

$$k''_n = \frac{\sigma_B}{\gamma_B}.$$

В то же время известно, что сверхпроводники могут работать только в ограниченных магнитных полях и требуют очень сильного охлаждения. Последнее обстоятельство вызывает необходимость предварительного охлаждения аккумулятора до очень низких температур, а затем, после «закачки» в него электроэнергии, — поддержания такой температуры. Естественно, что это приводит к утяжелению аккумулятора и к уменьшению его удельной массовой энергии. Некоторые характеристики сверхпроводниковых материалов приведены в табл. 1.14, а зависимость напряженности критических магнитных полей от температуры — на рис. 1.17.

Таблица 1.14

*Основные характеристики некоторых сверхпроводящих материалов*

Материал	Удельный вес, Г/см <sup>3</sup>	Критическая температура, °К	Критическая напряженность магнитного поля при 0° К, гс	Предел прочности на растяжение при 0° С, т/Г/см <sup>2</sup>	$K_n = \frac{\sigma_B}{\gamma_B}$	Литература
Алюминий	2,69	1,2	99	4200	1560	[29, 82, 83]
Бериллий *	1,85	6,0	—	7000	3780	[19, 84]
Галлий	5,9	1,1	51	—	—	[29, 82, 83]
Железо *	7,86	4,2	—	8100	1030	[85]
Ниобий	8,5	8,0	2600	—	—	[29, 83]
Свинец	11,34	7,22	850	1000	69	[29, 83]
Технеций	—	11,2	—	—	—	[83]
Титан	4,5	0,49	100	7500	1860	[82]
Сплав Nb <sub>3</sub> Sn	8,2	17,9	200 000	—	—	[82]
Сплав Nb — Zr	7,5	—	100 000	—	—	[82]
Сплав V — Ga	5,8	—	500 000	—	—	[88]
Сплав Th — Nb	10,0	—	>90 000	—	—	—
ZrN	7,09	9,5	>26	—	—	[83]
V <sub>3</sub> Si	5,67	17,1	>8	—	—	[30]
NbN	8,4	15,2—30	—	—	—	[30]
MoN	8,6—9,18	12	~2	—	—	[30, 87]
Nb <sub>2</sub> N	8,31—8,33	9,5—30	—	—	—	[80]
MoC	8,4	9,26	—	—	—	[30]
Nb <sub>2</sub> C	7,85—7,86	9,18	>26	—	—	[30, 86]

\* Пленки толщиной ~ 10<sup>-5</sup> см.

Несмотря на то, что сверхпроводники требуют очень сильного охлаждения, это практически единственный способ сохранить запасенную энергию на продолжительное время. Если в обычных катушках (даже выполненных из хороших проводников) энергия полностью рассеивается (т. е. превращается в тепло) за доли секунды, то для сверхпроводника было отмечено уменьшение энергии за 1 ч всего на 1/80 000 часть ее первоначальной величины [81]. Теоретически же предполагается, что ток в сверхпроводнике не уменьшается совсем.

Многие сверхпроводники, имеющие относительно высокие критические температуры, т. е. выгодные в эксплуатационном отношении, обладают плохими механическими свойствами. Это обстоятельство заставляет исследовать многослойные сверхпроводники или даже сверхпроводящие покрытия на несверхпроводящей основе (например, на меди или серебре). Как правило,

увеличение толщины сверхпроводящего слоя или уменьшение слоя из несверхпроводящего материала приводит к повышению температуры перехода и к уменьшению скачка сопротивления непосредственно перед переходом в сверхпроводящее состояние [89].

Таким образом, проблема длительного удержания кольцевого тока, с тем, чтобы в дальнейшем использовать его энергию, благодаря явлению сверхпроводимости представляется задачей

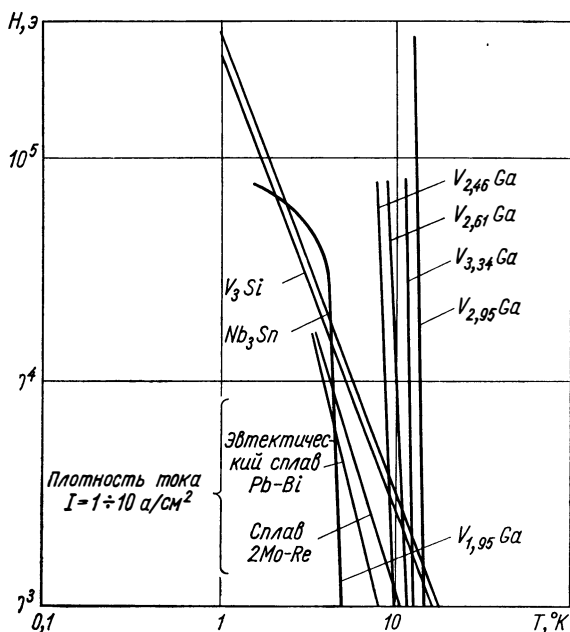


Рис. 1.17. Зависимость напряженности критического магнитного поля некоторых сверхпроводящих сплавов от температуры.

вполне реальной. Предварительные оценки показывают, что энергия, накопленная сверхпроводником, может в несколько раз превышать удельную массовую энергию других аккумуляторов (см. табл. 1.11). И в этом случае глубокое охлаждение, т. е. минимум запасаемой тепловой энергии, позволяет осуществлять накопление энергии в очень выгодных формах. Вот почему еще раз следует подчеркнуть большую актуальность разработок новых технических средств для достижения температур, близких к абсолютному нулю. Необходимо, чтобы эти средства были легкими и компактными, т. е. пригодными для установки на летательные аппараты.

Особо следует отметить проблему создания новых сверхпроводников, обладающих высокими критическими температурами и высокими критическими полями. Решению этой проблемы

будет, очевидно, способствовать теоретическое излучение явления сверхпроводимости. В качестве примера можно указать на теоретическое предсказание критического поля, равного 600 000 гс для сплава ванадия с галлием. С другой стороны, есть предсказания (тоже теоретические), что сверхпроводимость для некоторых видов полимерных материалов можно будет получать не только при комнатной, но и при высокой температуре (до 500° С).

Если известна критическая температура сверхпроводника  $T_c$  и допустимое внешнее поле  $H_0$  при температуре, близкой к абсолютному нулю, то для определения критического поля  $H_c$ , разрушающего сверхпроводник при любой другой температуре  $T$ , можно пользоваться приближенной формулой [29]

$$H_c = H_0 \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^2 \right].$$

Зависимость критического тока  $I_c$  от критического поля  $H_c$  для длинного прямолинейного проводника радиусом  $r$  выражается приближенной формулой

$$I_c = 2\pi r H_c$$

или

$$I_c = \pi H_c \sqrt{ab},$$

где  $a$  и  $b$  — размеры прямоугольного сечения провода.

Таблица 1.15

*Некоторые характеристики материалов с высокой магнитной проницаемостью*

Ферромагнитный материал	Удельный вес, Г/см <sup>3</sup>	Коэффициентная сила, э	Максимальная проницаемость	Остаточная магнитная индукция, гс
<i>Магнито-мягкие материалы</i>				
Железо армко	7,83	1,2	3 500	—
Сталь ЭАА	7,8	0,8	4 500	—
Электрическое железо	7,86	0,36	15 000	—
Карбонильное железо	7,1	0,08	21 500	—
Пермаллой 79НМА	7,8	0,01	300 000	—
Супер-пермаллой (5% Мо)	7,8	0,004	800 000	—
<i>Магнито-твердые материалы</i>				
Оксид бария (анизотропный)	—	3,7	—	4 000
Сталь ЕХ	7,8	58	—	9 000
Сталь ЕХ9К15М	7,8	170	—	8 000
Сплав АН-1	—	250	—	7 000
Сплав АНК	—	750	—	4 000
Сплав АНКo-2	—	650	—	7 500
Сплав АНКo-4 (МАГНИКО)	—	500	—	12 300
Сплав кобальта с платиной	—	4000	—	6 000

**Ферромагнетики.** Известный способ увеличения энергии катушек с током — применение материалов с высокой магнитной проницаемостью (ферромагнетиков). Характеристики этих материалов даны в табл. 1.15.

Если катушка имеет железный замкнутый сердечник, тогда в формулу для энергии катушки вместо  $\mu_0$  необходимо подставить произведение  $\mu\mu_0$ , где  $\mu$  — магнитная проницаемость материала сердечника. Из табл. 1.15 видно, что применение сердечников из ферромагнитных магнито-мягких материалов может увеличить энергию катушек (в том числе и сверхпроводящих) на несколько порядков. Для этого в некоторых случаях приходится стабилизировать температуру сердечников в пределах  $-50 \div +50^\circ \text{C}$ , так как величина магнитной проницаемости материала сердечника зависит от температуры.

Следует, однако, отметить одно важное обстоятельство: магнитная проницаемость ферромагнетиков с увеличением напряженности магнитного поля уменьшается (рис. 1.18), поэтому для получения очень больших магнитных полей применение железных сердечников становится нецелесообразным [90].

Некоторые из ферромагнитных материалов могут после снятия поля долго сохранять магнитную индукцию. Если у магнито-мягких материалов (пермаллой, малоуглеродистая сталь, отожженное железо и т. д.) эта остаточная индукция невелика, то у специальных магнито-твердых материалов (см. табл. 1.15) она может доходить до нескольких тысяч гаусс. Это означает, что магнито-твердые материалы сами по себе без всяких катушек с током могут оказаться неплохими аккумуляторами энергии (см. табл. 1.11), которые к тому же обладают хорошей стабильностью во времени.

Проблема создания хороших аккумуляторов за счет получения устойчивых ферромагнетиков с высокой остаточной намагниченностью, разработки магнито-мягких материалов с высокой магнитной проницаемостью и поиска сверхпроводников, способных работать при больших критических полях и больших температурах, может быть решена путем создания комбинированных аккумуляторов. О том, что каждый рассмотренный тип аккумуля-

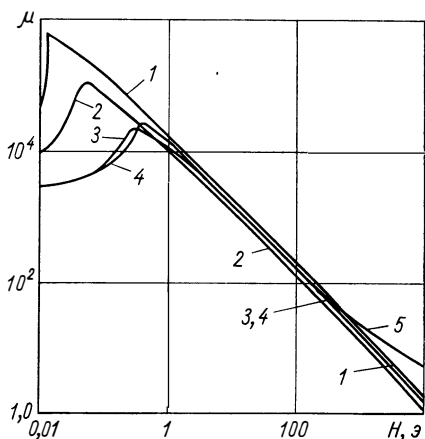


Рис. 1.18. Зависимость магнитной проницаемости некоторых материалов от напряженности магнитного поля:

1 — монокристаллы железа (4% Si);  
2 — пермаллой (78,5% Ni); 3 — пермаллой (45% Ni); 4 — армко; 5 — электро-техническая тонколистовая сталь ЭЛЛ (ГОСТ 3836—47).

лятора можно назвать комбинированным хотя бы из-за того, что его температура не равна  $0^\circ \text{K}$  и он несет кроме электрической часть тепловой энергии, а также энергии деформации, уже говорилось. Следует отметить попутно, что предварительная деформация (всестороннее сжатие до  $3 \cdot 10^8 \text{ н/м}^2$ ) повышает (правда, всего на  $0,07^\circ \text{K}$ ) критическую температуру сплава Nb — Zr [91], т. е. можно надеяться на создание сверхпроводников, работающих при высоких давлениях и высоких температурах.

Совсем недавно была отмечена возможность получения сверхпроводящих ферромагнетиков [92], но они существуют пока только при очень слабых полях и в виде очень тонких пленок. В обычных массивных сверхпроводниках магнитное поле не полностью заполняет сверхпроводник, а проникает только на небольшую глубину  $\lambda_0$  (для алюминия, например,  $\lambda_0 = 500 \text{ \AA}$ , а для свинца  $\lambda_0 = 390 \text{ \AA}$ ). Это снижает значение критического поля, разрушающего сверхпроводник, причем для каждой геометрии по-разному. Например, для толстой плиты толщиной  $2a$  имеем

$$H_c = 2,45 \frac{\lambda_0}{a} H_{c0};$$

для сферы радиусом  $a$

$$H_c = 4,5 \frac{\lambda_0}{a} H_{c0};$$

для круглого цилиндра с радиусом  $a$

$$H_c = 2,84 \frac{\lambda_0}{a} H_{c0}.$$

Магнитное поле не будет разрушать сверхпроводимость ферромагнетика в том случае, если его намагниченность  $B_0$  меньше критического поля  $H_c$ . В то же время известно, что при температурах, очень близких к абсолютному нулю намагниченность ферромагнетиков велика. Для железа она составляет  $22\,000 \text{ гс}$ , для кобальта —  $18\,150 \text{ гс}$ , для никеля —  $6400 \text{ гс}$ , а для гадолиния —  $24\,800 \text{ гс}$ . Критические же поля для этих металлов намного ниже приведенных величин, следовательно, сверхпроводимость невозможна. Отметим, кстати, что высокие значения намагниченности  $B_0$  при абсолютном нуле указывают на выгоду применения постоянных магнитов при сверхнизких температурах.

Сверхпроводимость была обнаружена у тонких пленок железа (см. табл. 1.14). Это явление может, вероятно, наблюдаться не только у тонких пленок, но и у массивных ферромагнетиков с большой коэрцитивной силой [92], а также у твердых растворов ферромагнитных материалов в сверхпроводниках.

Имеется возможность получения комбинированных аккумуляторов, сочетающих магнитный момент и высокий электростатический потенциал. Металлизированный майларовый (полиэтилентерафталатный) надувной шар с толщиной оболочки  $12 \text{ мкм}$

и толщиной ниобиевой металлизации 2 *мм* на достаточном удалении от Солнца (когда влиянием последнего можно пренебречь и считать, что равновесная температура шара равна 4° К) может, по расчетам, нести удельную массовую энергию (энергия тока сверхпроводимости + энергия электростатического заряда), составляющую  $3 \cdot 10^5$  *кдж/кг*. Это в два раза выше энергии фторо-водородного топлива и соизмеримо с энергией свободных радикалов.

### § 1.5. Аккумуляторы ядерной энергии

Эти аккумуляторы в настоящее время являются самыми энергоемкими.

Процессы, при которых выделяется энергия, делятся на: радиоактивные превращения; реакции деления тяжелых ядер, синтеза легких ядер, аннигиляции частиц и античастиц (вещества и антивещества).

Основные проблемы, связанные с созданием и совершенствованием аккумуляторов ядерной энергии, — изучение и выбор наилучших веществ — носителей ядерной энергии, а также изучение и совершенствование способов ее высвобождения и, если это требуется, преобразования в другие виды энергии. Претерпевает изменения и конструкция этих систем. В частности, совершенствование конструкции защиты от опасных для людей и аппаратуры видов излучений, которые являются основной особенностью систем этого типа, позволяет рассчитывать на широкое применение ядерной энергии в космических тяговых системах.

**Радиоактивные источники** могут выделять энергию независимо от количества или абсолютной массы изотопа.

Рабочее вещество радиоизотопных бортовых аккумуляторов энергии является искусственным продуктом. Радиоактивный распад известен и у ряда природных элементов, но интенсивность их радиоактивного распада не подходит для использования в бортовых энергетических установках.

Радиоактивный распад ядра представляет собой испускание или вылет с большой скоростью  $\alpha$ -частицы — ядра гелия, несущего 2 положительных заряда ( $\alpha$ -распад), электрона или позитрона ( $\beta$ -распад) или  $\gamma$ -кванта. При  $\alpha$ - и  $\beta$ -распадах происходит изменение числа зарядов изотопа, а значит, рождается изотоп нового элемента.

Кроме того, ядро, как правило, будучи возбуждено распадом, испускает из своих недр  $\gamma$ -кванты различной энергии, но при этом заряд и массовое число изотопа не меняются. Энергия радиоактивного распада складывается из энергии частицы или электромагнитного излучения и энергии «отдачи», которую несет ядро дочернего элемента.

К радиоактивным превращениям относятся захват электрона с *K*-оболочки в ядро и изомерные переходы. Оба эти явления связаны с энергетическими эффектами, но практического приме-



нения для аккумуляции энергии не получили. Тот или иной акт радиоактивного распада проявляется со статистической закономерностью — вероятность распада одинакова для каждого ядра, но при суммировании на все ядра изотопа получается экспоненциальный закон уменьшения числа распадов, а значит и энерговыделения

$$A = \lambda n = \lambda n_0 e^{-\lambda t},$$

где  $A$  — активность распада, определяемая числом распадов в секунду, *кюри* ( $1 \text{ кюри} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ распад/сек}$ );  $\lambda$  — постоянная распада, характеризующая вероятность распада,  $\text{сек}^{-1}$ ;  $n$  — число атомов изотопа;  $n_0$  — начальное число атомов (ядер) изотопа;  $t$  — момент времени, на который определяется активность изотопа. Иначе можно записать

$$A = A_0 e^{-\lambda t}.$$

На практике скорость распада обычно характеризуется периодом полураспада  $\tau_{1/2}$  — временем, за которое вдвое уменьшается количество радиоактивного изотопа:

$$\tau_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}.$$

Таким образом, мощность, выделяющаяся при распаде изотопа, запишется следующим уравнением:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \text{ или } N = N_0 e^{-\frac{0,693t}{\tau_{1/2}}}.$$

В свою очередь,  $N_0$  определяется начальной активностью  $A_0$  и средней энергией, выделяющейся при одном распаде.

Как уже отмечалось, полная энергия, выделяющаяся при радиоактивном распаде, есть сумма энергий продуктов реакции распада — частицы ( $E_{\alpha}$ ) и ядра отдачи ( $E_{\text{я}}$ ):

$$E_{\Sigma} = E_{\alpha} + E_{\text{я}} \text{ Мэв.}$$

Выражая энергию отдачи через соотношение масс частицы ( $m_{\alpha}$ ) и ядра ( $m_{\text{я}}$ ), получаем следующее выражение:

$$E_{\Sigma} = E_{\alpha} \left( 1 + \frac{m_{\alpha}}{m_{\text{я}}} \right).$$

Значит, при одинаковой энергии испускаемой частицы суммарная энергия тем выше, чем легче дочернее ядро.

Итак, мощность, выделяемая в процессе распада, определяется выражением

$$N = E_{\Sigma} n_0 \frac{0,693}{\tau_{1/2}} e^{-\frac{0,693t}{\tau_{1/2}}} \text{ Мэв/сутки,}$$

где период полураспада  $\tau_{1/2}$  выражен в сутках.

Если учесть, что  $1 \text{ Мэв} = 1,854 \cdot 10^{-18} \text{ вт} \cdot \text{сутки}$ , то мощность выразится соотношением

$$N = 1,854 \cdot 10^{-18} n_0 E_{\Sigma} \frac{0,693}{\tau_{1/2}} e^{-\frac{0,693t}{\tau_{1/2}}} \text{ вт.}$$

Практический интерес представляет величина удельной мощности на 1 кг массы радиоактивного элемента.

Соответственно удельная массовая мощность источника

$$N_{\text{уд}} = \frac{N}{G/g} = 7,75 \cdot 10^5 \frac{E_{\Sigma} g}{\tau_{1/2} A} e^{-\frac{0,693t}{\tau_{1/2}}} \text{ вт/кг,}$$

где  $G$  — вес радиоактивного вещества, кг;  $g = 9,8 \text{ м/сек}^2$ .

Приведенная зависимость показывает, что удельная массовая мощность тем выше, чем выше энергетический эффект, меньше период полураспада и атомный вес элемента. В этой формуле, однако, не отражено уменьшение удельной мощности из-за наличия конструкционных элементов, примесей и т. д.

Если изотоп применяется в соединении с другим элементом, удельная мощность соответственно уменьшится.

Чтобы создать искусственный радиоактивный изотоп, исходный материал облучают нейтронами и  $\gamma$ -квантами в реакторе или потоками заряженных частиц на ускорителях. Кроме того, большое количество радиоактивных изотопов содержится в продуктах ядерного деления в тепловыделяющих элементах реакторов. Все три указанных метода используются для промышленного получения радиоактивных изотопов. Однако изотопы для аккумуляторов энергии, необходимые в значительных количествах и с большой плотностью энергии, получают в настоящее время при облучении в реакторах и из продуктов деления. Часть природных радиоактивных изотопов возникает под действием космических лучей. Поэтому можно представить, что в будущих космических полетах аккумулярование энергии космического излучения будет осуществляться «закачкой» ее в радиоактивные изотопы.

О способах получения радиоактивных изотопов нужно говорить в первую очередь, так как именно они определяют стоимость изотопов, а значит и рентабельность данного метода аккумулярования энергии. В настоящее время используется в основном облучение исходных веществ в реакторах.

Рассмотрим этот процесс на примере получения  $\alpha$ -радиоактивного полония  $\text{Po}^{210}$ . В реакторе облучается природный висмут  $\text{Bi}^{209}$ , предельно очищенный от примесей. В результате поглощения нейтрона образуется  $\beta$ -активный изомер изотопа  $\text{Bi}^{210}$  с периодом полураспада 5 дней, который, распадаясь, дает изотоп  $\text{Po}^{210}$ . Эффективность процесса существенно зависит от интенсивности облучения. Если число нейтронов, поглощаемых в 1 сек висмутом и вызывающих рождение  $\text{Po}^{210}$ , равно скорости распада  $\text{Po}^{210}$  ( $\tau_{1/2} = 138,4 \text{ дня}$ ), то изотоп накапливаться не будет. И чем выше

нейтронный поток, тем быстрее накапливается изотоп, так как относительно меньше будет распадаться  $\text{Po}^{210}$ . В этом процессе полезно используются только нейтроны, а энергия осколков деления превращается в тепло. Процесс получения изотопов станет экономичнее, если тепловую энергию использовать для генерирования электрической.

Нужно иметь в виду, что энергия распада в общем случае не равна энергии, затраченной на возбуждение радиоактивности, так как в результате распада получается не исходное ядро, а ядро с другой энергией связи. При  $\alpha$ -распаде реализуется больше энергии, чем затрачивается. Это можно видеть на примере получения и распада  $\text{Po}^{210}$ , для которого отношение энергии выхода к затраченной может достигать значения  $k > 1$ .

При облучении исходного материала в реакторе количество изотопа, а следовательно, и его активность, возрастают по закону

$$n_{\text{и}} = nv\sigma nt,$$

где  $nv$  — поток нейтронов, *нейтрон*/( $\text{см}^2 \cdot \text{сек}$ );  $\sigma$  — сечение активации вещества нейтронами,  $\text{см}^2$  или *барн* ( $1 \text{ барн} = 10^{-24} \text{ см}^2$ );  $n$  — число атомов облучаемого вещества;  $t$  — время с начала облучения.

Если период полураспада получаемого изотопа велик по сравнению с временем облучения, то по истечении времени  $t$  изотоп будет обладать активностью

$$A = \lambda n_{\text{и}} = nv\sigma nt\lambda \quad \text{или} \quad A = 0,693nv\sigma nt\tau^{-1/2},$$

которая после извлечения изотопа из реактора спадает по экспоненциальному закону. Однако в действительности наряду с образованием изотопа происходит и его распад.

Если учесть распад изотопа, то со временем накопление изотопа и рост его активности замедляются. Наконец, наступает равновесие между скоростью возникновения радиоактивных атомов и скоростью их распада. Это можно показать, анализируя уравнение активности изотопа с учетом его распада:

$$\frac{dn_{\text{и}}}{dt} = A = nv - \lambda n_{\text{и}}$$

интегрирование этого уравнения дает:

$$n_{\text{и}} = \frac{(nv)\sigma n}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}).$$

При увеличении времени ( $t \rightarrow \infty$ ) второй член этого уравнения стремится к нулю и  $n_{\text{и}}$  достигает максимума:

$$n_{\text{и}} = \frac{1}{\lambda} (nv)\sigma n = \frac{(nv)\sigma nt_{1/2}}{0,693}.$$

Результат данного анализа — прямая зависимость достижимого накопления изотопа от потока нейтронов, количества облучаемого вещества и периода полураспада изотопа.

Если учесть уменьшение облучаемого вещества, то зависимость становится более сложной — содержание изотопа в определенное время достигает максимума и потом медленно уменьшается. Характерные зависимости от времени количества накапливаемых изотопов кюрия ( $\text{Cm}^{244}$ ) и америция ( $\text{Am}^{243}$ ) показаны на рис. 1.19.

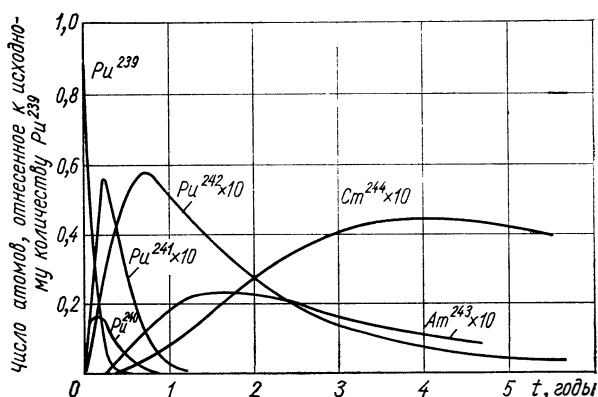


Рис. 1.19. Зависимость накопления изотопов  $\text{Cm}^{244}$ ,  $\text{Am}^{243}$  и  $\text{Pu}^{240}$ ,  $\text{Pu}^{241}$ ,  $\text{Pu}^{242}$  от времени при нейтронном потоке  $3 \cdot 10^{14}$  нейтрон/( $\text{см}^{-2} \cdot \text{сек}$ ) во время облучения  $\text{Pu}^{239}$ .

Наконец, следует отметить, что кривая изменения стоимости изотопа проходит через минимум раньше, чем достигнут максимум его активности.

Это означает, что при определении продолжительности облучения в случае получения изотопов — аккумуляторов энергии необходимо искать компромиссное решение с учетом требуемых количеств, стоимости и удельной мощности изотопа для каждой конкретной задачи.

В итоге все же получается (с учетом потерь тепловой энергии и части нейтронов), что на получение изотопов в реакторе затрачивается больше энергии, чем запасается ее в изотопе. Соответственно единица веса изотопа и единица производимой им энергии дороже по сравнению с теми же характеристиками для урана.

Иное дело с изотопами, извлекаемыми из отработанных тепло выделяющих элементов (твэлов). Здесь радиоактивные изотопы Sr, Cs, Pm могут быть выделены из отходов, получающихся при регенерации твэлов.

В табл. 1.16 приведены характеристики радиоактивных изотопов, которые могут применяться для аккумулялирования энергии [33]. Можно рассматривать применение и других изотопов, экономичные методы получения и выделения которых пока не известны, т. к. и к моменту их реализации техника получения искусственных

Таблица 1.16

Характеристики изотопов, рекомендуемых для бортовых радиоизотопных аккумуляторов энергии

Изотоп	Испускаемые частицы	Энергия частиц, Мэв	Период полураспада, годы	Энергия доминирующего излучения, Мэв	Полное число $\gamma$ -квантов на один распад	Удельная активность, кюри/г	Удельный вес, Г/см <sup>3</sup>	Температура плавления, °К	Удельная массовая энергия, кДж/кг
Po <sup>210</sup>	$\alpha$	5,3	0,378	0,8	10 <sup>-5</sup>	31,9	9,2	523	5 · 10 <sup>8</sup>
Pu <sup>238</sup>	$\alpha$	5,46	86,8	0,045	Мало	30,9	19	—	6,1 · 10 <sup>6</sup>
Ce <sup>144</sup>	$\beta$	1,25	0,781	0,134	0,25	135	67	913	8,6 · 10 <sup>7</sup>
Sr <sup>90</sup>	$\beta$	1,1	28	1,73	0,0002	154	2,5	1073	4,65 · 10 <sup>6</sup>

радиоактивных изотопов, безусловно, продвинется вперед. Могут, например, открыться новые возможности использования космического излучения.

В ряде случаев применения изотопного источника энергии возникает необходимость обеспечить радиационную безопасность

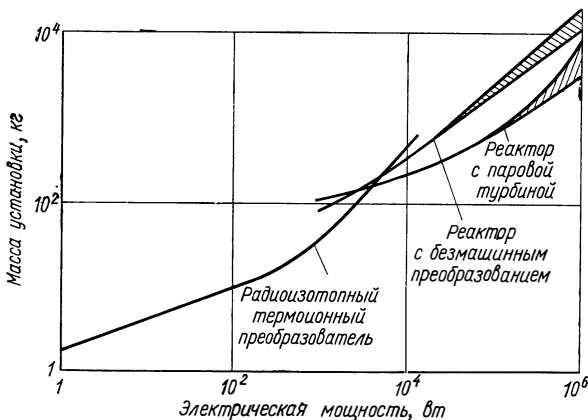


Рис. 1.20. Зависимость массы изотопных и ядерных энергетических установок от их электрической мощности.

при аварийных ситуациях, что решается гарантированной сохранностью ампулы с радиоактивным изотопом (например,  $\alpha$ -излучателем) или полным рассеянием изотопа при вхождении в плотные слои атмосферы ( $\beta$ - и  $\gamma$ -излучатели).

На рис. 1.20 приведена зависимость массы изотопных и ядерных энергетических установок США от их электрической мощности. Важно отметить увеличение мощности проектируемых в настоящее время установок, тогда как раньше считалось, что мощность

изотопных источников энергии будет ограничена десятками и сотнями ватт. По-видимому, преимущества изотопных источников энергии (простота, малый вес и габариты, независимость от наличия солнечной энергии и необходимости ориентации объекта, возможность использования наряду с электроэнергией выделяемого тепла) все больше и больше привлекают к ним внимание.

Основной недостаток изотопных аккумуляторов, затрудняющий их хранение и транспортировку (неуправляемость по генерируемой мощности и уменьшение со временем энерговыделения у короткоживущих изотопов), может быть частично скомпенсирован подключением других типов аккумуляторов. Кроме того, появились первые сведения о возможности регулировать (пока только на несколько процентов) энерговыделение изотопов в результате смещения различных изотопов и эффектов внутренней самоактивации смеси.

Независимость от размеров и количества вещества дает изотопным источникам энергии определенные преимущества и перед атомными реакторными установками. Расширение производства изотопов, в свою очередь, позволит снизить их стоимость.

Энергия изотопного распада может быть использована в виде тепла непосредственно для нагрева рабочего тела в реактивном двигателе или преобразована в электрическую, что для рассматриваемого круга задач значительно ценнее. Распространенные преобразователи тепловой энергии изотопного распада в электроэнергию — полупроводниковые. Однако ряд преимуществ, в особенности по к. п. д., имеют термоэмиссионные преобразователи и турбомашинные генераторы. Различные способы преобразования обсуждаются ниже при рассмотрении атомных (реакторных) бортовых источников энергии.

Наиболее перспективная система преобразования — непосредственное получение электрического тока в результате направленного движения продуктов радиоактивного распада («атомные батареи»). Этот способ кроме высокой экономичности ценен еще и тем, что за счет высокой энергии продуктов распада можно получить высокие напряжения непосредственно, т. е. без промежуточных преобразователей. Ток, получаемый в подобных устройствах, может быть очень большим. Его должно хватить, например для питания вольтовой дуги [94б].

Однако в настоящее время этот способ осваивается на лабораторных образцах очень малой мощности.

**Ядерные реакторы деления** — наиболее желательные бортовые аккумуляторы, так как только они могут обеспечить (даже с учетом биологической защиты) максимальную величину удельной массовой энергии. Ядерное топливо, в качестве которого в настоящее время используются  $U^{233}$ ,  $U^{235}$ ,  $U^{238}$ ,  $Pu^{239}$ , будучи в количестве, приближающемся к критической массе (величина последней в значительной степени определяется конструкцией реактора), может давать довольно значительные удельные массовые энер-

гии — до  $2,2 \cdot 10^6$  квт · ч/кг, или  $7,95 \cdot 10^9$  кдж/кг [93]. В частности, для  $U^{235}$  имеем  $6,57 \cdot 10^9$  кдж/кг. Это значительно больше, чем у всех рассмотренных ранее аккумуляторов. Тем не менее, чтобы получить эту энергию, приходится в конструкции такого аккумулятора предусматривать довольно массивные дополнительные устройства (табл. 1.17). Эти устройства значительно снижают величину удельной массовой энергии реакторных аккумуляторов (см. рис. 1.20), делая их при малых мощностях сравнимыми с другими аккумуляторами или даже уступающими им.

Таблица 1.17

Масса различных элементов энергетических систем

Тип энергетической системы	Дополнительные устройства	Масса устройства, отнесенная к общей мощности, кг/квт	Литература
Реактор на быстрых нейтронах в схеме ядерноэнергетической установки	Преобразователи: машинный безмашинный Холодильник-излучатель Биологическая защита Конструкция ЯЭУ и рабочее тело	5—90 1—20 0,2—5 1—30 1—3	[33]
Реактор на тепловых нейтронах в схеме ядерного жидкостного реактивного двигателя	Запас рабочего тела и баки (на время работы 600 сек) Биологическая защита Конструктивные элементы двигательной установки	10—150 0,1—1,5 0,1—3	[33]

По-видимому, основной вопрос в использовании ядерной энергии — это ее преобразование в другие виды. При этом очень заманчиво было бы использовать непосредственно кинетическую энергию осколков деления и элементарных частиц. Эта проблема в настоящее время интенсивно изучается [94].

Практически в настоящее время и даже в ближайшем будущем использование ядерной энергии связывают с неизбежностью ее превращения в тепловую, которая в дальнейшем может идти на создание тяги или электрического тока. Для осуществления последнего процесса применяют специальные устройства — преобразователи:

машинные { паро- или газотурбинные с машинным электрогенератором,  
струйные магнетогидродинамические генераторы,  
паропоршневые с машинным электрогенератором,

безмашинные { термоэлектрические генераторы,  
термоэмиссионные генераторы,  
теплохимические электрогенераторы.

Ядерные энергетические системы, приведенные в табл. 1.17, как мы увидим в дальнейшем, могут работать в тяговых устройствах, использующих внешние ресурсы. Существует и еще одна схема использования ядерной энергии, известная в США под названием «Орион». Тяговое усилие в ней создается в результате серии периодических ядерных взрывов за экраном-отражателем ракеты [95].

Наибольшие возможности в использовании внешних ресурсов имеет ядерноэнергетическая система, которая к тому же вырабатывает электроэнергию — наиболее удобный вид энергии даже при расходовании только бортовых ресурсов. Поэтому на ней следует остановиться несколько подробнее.

Зависимость удельной массы реактора (без защиты) от его тепловой мощности приведена на рис. 1.21. На рис. 1.22 показана ориентировочная зависимость удельной массы защиты реактора от его тепловой мощности [33, 93]. Излучательная способность и удельная масса радиатора приведены на рис. 1.23 и 1.24. Как видно из рис. 1.24, масса радиатора при заданной его температуре в значительной степени определяется числом пробоев на 1 квт·ч (метеоритной опасностью).

Количество сбрасываемой радиатором энергии характеризуется коэффициентом полезного действия преобразователей (табл. 1.18)

Т а б л и ц а 1.18

*Основные характеристики преобразователей энергии [33]*

Тип преобразователя	Удельная масса, кг/квт	К. п. д., %	Примечание
Турбоагрегат для привода генераторов	0,3—0,5	50—85	Для мощностей свыше 10 квт
Электромагнитный генератор	0,3—1,0	80—95	Для системы с высоким напряжением
Электростатический генератор	0,2—0,8	90—98	
Термоэлектрический генератор	5,0—10	1,0—10	
Термоионный генератор	2,0—10	5,0—15	

Распределение масс для двух различных схем ядерноэнергетических установок приведено на рис. 1.25. Проблема уменьшения массы радиатора и преобразователя имеет первостепенное значение при мощностях свыше 1000 квт, т. е. при таких мощностях, когда эти установки становятся намного выгоднее всех остальных, ранее рассмотренных.



В перспективе развития ядерных аккумуляторов большая роль отводится уменьшению удельной массы радиаторов в результате

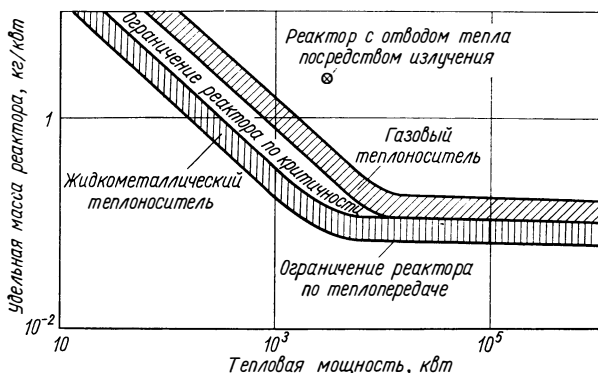


Рис. 1.21. Зависимость удельной массы реактора без защиты от его тепловой мощности.

повышения к. п. д. преобразователей и увеличения средней температуры цикла.

Недавно, например, появилось сообщение [96], что американской фирмой «Рэйдио корпорейшн оф Америка» получен термо-

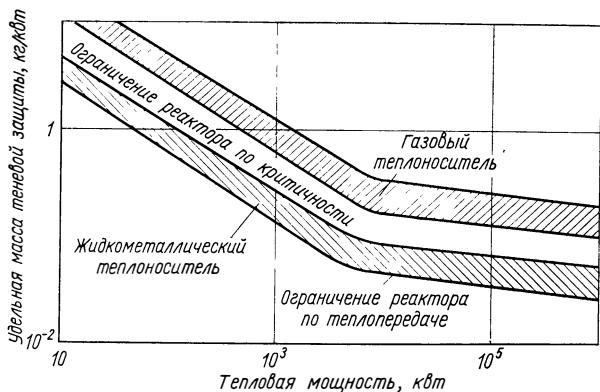


Рис. 1.22. Зависимость удельной массы защиты реактора от его тепловой мощности (расстояние кабины экипажа от реактора 25 м, мощность дозы 100 мбэр/день).

электрический сплав германия с кремнием для работы при температуре до  $1000^{\circ}\text{C}$ , при которой мощность, снимаемая с  $1\text{ см}^2$ , составляет 32,80 вт, что значительно выше всех известных достижений. Актуальной задачей является также уменьшение веса самих преобразователей вследствие их конструктивного совершенствования. Но, пожалуй, самая важная проблема — снижение

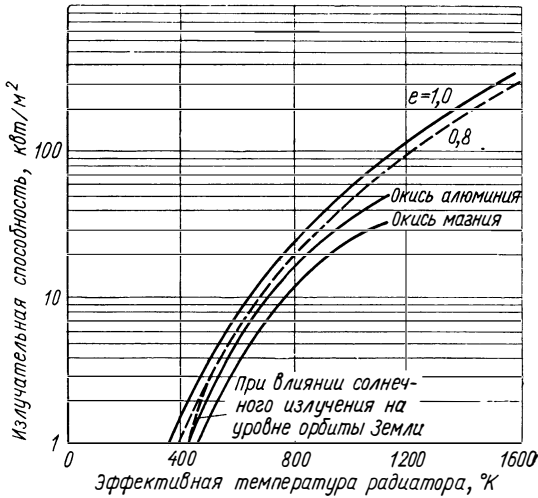


Рис. 1.23. Зависимость излучательной способности радиатора от его эффективной температуры ( $e$  — степень черноты).

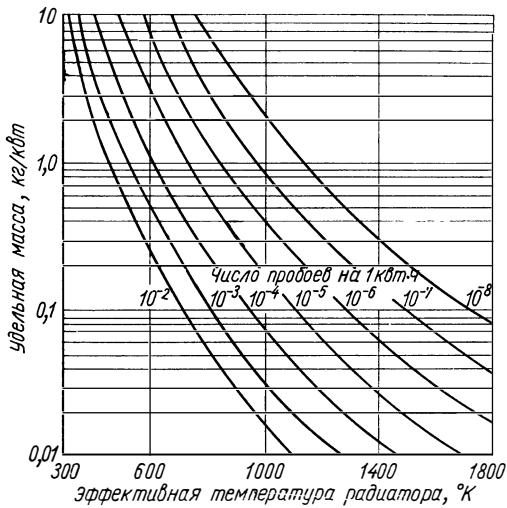


Рис. 1.24. Зависимость удельной массы радиатора от его эффективной температуры для различного уровня метеоритной опасности.

веса реакторов и их защиты. Большое внимание в этих исследованиях будет уделяться вопросам увеличения рабочей температуры

Таблица 1.19

Основные термоядерные реакции

Исходные компоненты реакции	Продукты реакции	Энергопроизводительность, $10^{10}$ кдж/кг	Максимальный к. п. д., %
${}_1^2\text{D} + {}_1^2\text{D}$	${}_2^3\text{He} + n_0^1$	7,8	30
${}_1^2\text{D} + {}_1^3\text{D}$	${}_1^4\text{T} + p_1^1$	9,6	60
${}_3^7\text{Li} + {}_1^1\text{H}$	${}_2^4\text{He} + \gamma$	11,2	—
${}_1^3\text{T} + {}_1^2\text{D}$	${}_2^4\text{He} + n_0^1$	35,1	20
${}_4^1\text{H}$	${}_2^4\text{He}$	64,5	—

активной зоны, уменьшения ее габаритов, так как это может значительно снизить вес биологической защиты, вопросам уменьшения веса критической загрузки. В последнее время был получен (правда, в микроскопических дозах) новый делящийся трансурановый элемент — калифорний, критическая масса которого составляет всего несколько граммов, в то время как для урана и плутония она равна нескольким десяткам килограммов. Если бы не его малое время жизни, это было бы весьма перспективным открытием.

**Ядерные реакторы синтеза** еще не созданы, однако известно, что удельная массовая энергия синтезирующихся элементов очень высока (табл. 1.19).

Коэффициент полезного действия реакции учитывает энергию заряженных частиц, т. е. ту ее часть, которую можно полезно использовать. Предполагается, что энергия нейтронов и фотонов теряется безвозвратно.

Рис. 1.25. Распределение масс для двух схем ЯЭУ с инертным газом (а) и с парами натрия (б) в качестве рабочего тела.

Водород — основной компонент межпланетного и межзвездного пространства, т. е. практически неиссякаемый внешний источник энергии. Однако, по современным представлениям, реакцию на чистом водороде осуществить очень трудно. Если для слияния дейтрона и тритона требуется энергия 5 кэв, а для слияния двух дейтронов 35 кэв, то для слияния двух ядер водорода

требуется энергия, значительно превышающая 50 кэв. Это требует, по-видимому, очень сложных устройств для создания магнитных полей, необходимых для удержания в плазменном сгустке или шнуре взаимодействующих частиц [97]. Из этого можно сделать вывод, что бортовой запас дейтерия или трития будет, очевидно, необходим, так как пока не ясно, как можно использовать для получения термоядерной энергии водород космоса.

Поскольку реакция управляемого синтеза практически не была получена, вряд ли можно даже предположительно строить прогнозы о величинах удельных массовых энергий термоядерных установок в целом. Тем не менее из литературы известно, что американская фирма «Аэроджет дженерал нуклеоникс» изучает этот вопрос довольно подробно с марта 1961 г. и имеет уже некоторые данные по конструктивным схемам, удельной массовой энергии и конструкционным материалам для таких систем [98].

### § 1.6. Бортовой аккумулятор антивещества

Использование антивещества, по-видимому, еще более далекая проблема, чем даже регулируемый термоядерный синтез. Однако полное превращение инертного вещества в энергию дает максимально возможные удельно-массовые энергии:  $9 \cdot 10^{13}$  кдж/кг, что примерно в 1000 раз больше, чем для синтеза водорода. Это и заставляет искать пути аккумуляирования на борту аппарата антивещества, хотя сама по себе проблема его сохранения чрезвычайно сложна.

Прежде всего заметим, что основа антивещества — антипротоны — в настоящее время могут быть получены только в ускорителях при соударении с мишенью ускоряемых до высоких энергий протонов. На образование пары протон — антипротон современным способом затрачивается энергия 5,6 млрд-эв, а при аннигиляции этих частиц выделяется только 2 млрд. эв, т. е. о получении антивещества на борту летательного аппарата даже в случае пренебрежения размерами и весом ускорителей не может быть и речи. Существует и другая особенность: не любое соударение ускоренного до энергий свыше 5,6 млрд. эв протона с мишенью вызывает рождение антипротона. Чаще всего при этом рождаются л-мезоны. Оказывается, однако, что с увеличением энергии ускоряемых частиц число л-мезонов по отношению к одному полученному антипротону уменьшается. Эта зависимость представлена на рис. 1.26, где отмечены энергии некоторых существующих и строящихся протонных ускорителей [99].

Можно было бы подробно описать трудности создания ускорителей на энергии свыше 10 млрд.эв. Их огромные диаметры (до 20 км), большие потребляемые мощности (до 200 000 квт) и вес (до 40 000 Т) сами говорят за себя. Однако это не главная трудность в получении антивещества.

Прежде всего возникает проблема вывода антипротонов из мишени, так как в настоящее время в результате аннигиляции протонов и антипротонов последние не успевают отлететь от места своего рождения на значительные расстояния. Кроме этого, нельзя пренебрегать тем фактом, что наряду с антипротонами могут образовываться и другие античастицы [100]. Что касается накопления позитронов, то этот вопрос можно решить более просто, например используя накопительные кольца, предложенные в Советском Союзе В. И. Векслером и Г. И. Будкером. Более того, в Италии уже построено накопительное кольцо для изучения встречных пучков электронов и позитронов с энергией 250 Мэв

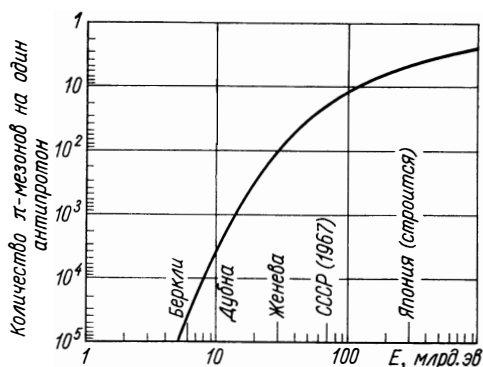


Рис. 1.26. Количество  $\pi$ -мезонов, рождающихся в мишени вместе с одним антипротоном, в зависимости от энергии ускоренных протонов.

[99]. Подобные устройства существуют и в Советском Союзе. Очевидно, что и для антипротонов придется делать такое устройство, однако оно еще не может служить бортовым аккумулятором из-за своего большого веса и ничтожно малого количества накопленных античастиц.

Возникает, таким образом, вторая проблема — накапливать не античастицы, а антивещество, причем желательно не в газовой, а в твердой фазе. Для этого придется инжектировать из ускорителей в специальные магнитные ловушки антипротоны и позитроны, причем их энергия должна быть как можно меньше — только в этом случае есть надежда на осуществление магнитной изоляции получающейся антиводородной плазмы от стенок ловушки, выполненных из обычного вещества. Дальнейшее уменьшение энергии (температуры) плазмы приводит к образованию антиводородного газа, который магнитным полем не удерживается, что опять-таки может привести к его аннигиляции в результате взаимодействия со стенками. Это накладывает особые требования на процесс получения твердого антивещества (рис. 1.27). В частности, необходимо предусмотреть довольно интенсивный отвод тепла и электромагнитной энергии, излучаемой плазмой при торможении в магнитном поле охладителя. Для этого стенки охладителя должны иметь довольно высокий коэффициент черноты и очень низкую (порядка  $0,01^\circ \text{K}$ ) температуру.

Протяженность охладителя будет, вероятно, довольно значительной. Струя плазмы, постепенно охлаждаясь, превратится в струю молекулярного антиводорода, которая также будет

охлаждаться и терять скорость в результате теплового излучения и расширения (с дозвуковой скоростью) в вакууме с давлением примерно  $10^{-8}$  мм рт. ст. или ниже. Наконец, заключительный этап получения твердого антиводорода будет состоять, по-видимому, в намораживании его (подобно тому, как это было рассмотрено в процессе накопления свободных радикалов) на твердую стенку из обычного вещества, охлажденную до очень низких ( $T \leq 0,0001^\circ \text{K}$ ) температур. Осуществимость такого процесса можно предположить, основываясь на гипотезах о возможности продолжительного существования позитрония — электронейтрального газа, состоящего из вращающихся около центра масс

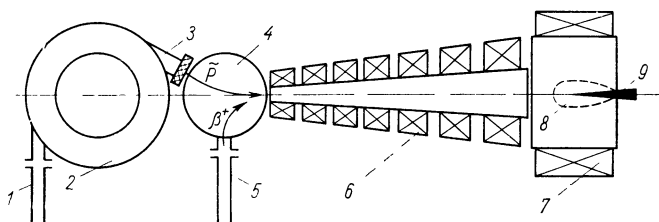


Рис. 1.27. Предполагаемая схема получения твердого антиводорода:

1 — ввод антипротонов из ускорителя; 2 — накопительное кольцо; 3 — вывод антипротонов из накопительного кольца в камеру 4 для получения антиводорода; 4 — ввод позитронов из ускорителя; 5 — тормозная система; 6 — магнитная система криостата; 7 — намораживаемый твердый антиводород; 8 — стержень из твердого водорода.

электрона и позитрона и являющегося в нашем примере как бы прослойкой, мешающей сойтись и проаннигилировать антипротону и обычному ядру вещества стенки (возможно, что последняя должна состоять из твердого водорода). Излишне, очевидно, пояснять малую реальность такого процесса из-за трудностей, которые возникают при хранении твердого антиводорода в контакте с твердым водородом на борту летательного аппарата.

С другой стороны, хорошо известны способы изоляции твердых проводящих веществ от контакта со стенками при обычных температурах с помощью их магнитной [101] или электростатической [102] подвески в вакууме. Однако процесс получения антивещества с атомным весом больше единицы пока не может быть представлен даже схематически.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Синярев Г. Б. и Добровольский М. В. Жидкостные ракетные двигатели. М., Оборонгиз, 1957.
2. Циолковский К. Э. Будущее Земли и человечества. Калуга, 1928.
3. Гвай И. И. К. Э. Циолковский о круговороте энергии. М., Изд-во АН СССР, 1957.
4. Циолковский К. Э. Тяготение как источник мировой энергии. «Наука и жизнь», № 44—46 (1893).

5. Корнеев Л. Энтузиаст межпланетных полетов Ф. А. Цандер. М., «Знание», 1961.
6. Гвай И. И. О малоизвестной гипотезе Циолковского. Калуга, 1959.
7. Braunbek W. Z. Phys., No. 112, b. 11—12, 753 (1939).
8. Rocketscience, No. 2—4 (1951).
9. Rocketscience, No. 1 and 2 (1952).
10. Gambu J. Aviation Magazine, No. 245, 22 (1958).
11. Патент США № 2886976. Сер. 597605. 1959.
12. Voerdijk H. Philips Res. Repts, 11, No. 1, 45 (1956).
13. Popul. Mech., No. 8, 58 (1964).
14. Kolsum E. H. Aviation Week Space Techn., 78, No. 9, 30 (1963).
15. Ballistik Missile and Space Technology, N. Y.—Lond., Acad. Press, 1960, p. 203.
16. Рабинович В. Г. В кн. «Труды Ленинградского кораблестроительного института». Вып. 2, 1953, стр. 106.
17. Зубов В. Я., Грачев С. В. «Металловедение и обработка металлов», № 5, 20 (1958).
18. Зубов В. Я., Грачев С. В. В сб. «Вопросы проектирования, изготовления и службы пружин». М.—Л., Машгиз, 1956, стр. 216.
19. Бессерер К. У. Инженерный справочник по управляемым снарядам. М., Воениздат, 1962.
20. Болонкин А. Теория полета летающих моделей. М., ДОСААФ, 1962.
21. Скубачевский Г. С. Авиационные газотурбинные двигатели. (Конструкция и расчет деталей). М., Оборонгиз, 1956.
22. Кобрин М. М. Прочность вращающихся дисков. Л., Судпромгиз, 1963.
23. Braunbek W. Die Umschau in Wissenschaft and Techn., 3, 68 (1953).
24. Лупаков И. С. и др. «Атомная энергия», 15, 79 (1963).
- 25a. Gorman J. K., Nardella W. R. Vacuum, 12, 19 (1962).
- 25b. Шампе К. Физика и техника электровакуумных приборов. М.—Л., Госэнергоиздат, 1963.
26. Техническая информация ЦАГИ, № 22, X, стр. 2 (1962).
27. Wendel C. Electronic News, 8, No. 390, 60 (1963).
28. Vapor Jets for Spacecraft Attitude Control. Space Aeronautics. 39, No. 4, p. 116 (1963).
29. Жданов Г. С. Физика твердого тела. М., Изд-во МГУ, 1961.
30. Самсонов Г. В. Свойства тугоплавких соединений. М., ОНТИ Гиредмета, 1961.
31. Кутателадзе С. С., Боришанский В. М. Справочник по теплопередаче. М.—Л., Госэнергоиздат, 1959.
32. Уайт Г. К. Экспериментальная техника в физике низких температур. М., Физматгиз, 1961.
33. Корлисс У. Ракетные двигатели для космических полетов. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
34. Westinghouse Engr., 23, No. 3, 95 (1963).
35. Grainier K. J. Advances in Cryogenic Engineering, 7, 20 (1961).
36. Паушкин Я. М. Химический состав и свойства реактивных топлив. М., Изд-во АН СССР, 1958.
37. Черник С. Л. «Наука и жизнь», № 4, 36 (1964).
38. Плазма в магнитном поле и прямое преобразование тепловой энергии в электрическую. Сб. статей. Перев. с англ. Под ред. Л. И. Дормана. М., Госатомиздат, 1962.
39. Ленгьюр Д. Проблемы создания тяги с помощью электростатических полей. В кн. «Материалы второго симпозиума по авиационным и космическим исследованиям», Денвер, апрель 1958.
40. Лендьел Б. Лазеры. М., «Мир», 1964.
41. Коровин Н. В. Прямое превращение энергии топлива в электрическую энергию при помощи топливных элементов. Обзор зарубежной техники. М., ГОСИНТИ, 1962.

42. Space Aeronaut. Research and Development Handbook, 4, B-5; B-10 (1960/1961).
43. Экспресс-информация «Ракетная техника», раздел «Оборудование и приборы», сентябрь (1959).
44. Чечик П. О. Новые источники питания радиоаппаратуры. М., Госэнергоиздат, 1959.
45. Соорегг. J. E., Ingling W. Sealed Alkaline Batteries for Space Applications. «IEEE Transaction on Aerospace», 1, No. 1, 34 (1963).
46. Образование и стабилизация свободных радикалов. Сб. статей. Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
47. Арцимович Л. А. Управляемые термоядерные реакции. М., Физматгиз, 1961.
48. «Комсомольская правда» 10 марта 1962 г.
49. «Известия» 1 ноября 1960 г.
50. Matthias B. T. et al. Reviews of Modern Physics, 35, No. 1, 1 (1963).
51. Рез И. С. «Кристаллография», 6, 4, 646 (1961).
52. Костырин В. А. Исследование электрического пробоя тонких слоев некоторых твердых диэлектриков. Диссерт. на соискание уч. степени канд. техн. наук. Томск, 1962.
53. Кошкин Н. И., Ширкевич М. Г. Справочник по элементарной физике. М., Физматгиз, 1962.
54. Чайлдс У. Физические постоянные. М., Физматгиз, 1962.
55. Богородицкий Н. П., Пасынков В. В., Тареев Б. М. Электротехнические материалы. Изд. 4. М., Госэнергоиздат, 1961.
56. Справочник радиолюбителя. Под ред. А. А. Куликовского. Изд. 2. М., Госэнергоиздат, 1958.
57. Бенинг П. Электрическая прочность изоляционных материалов и конструкций. М., Госэнергоиздат, 1960.
58. Закгейм Л. Н. Электролитические конденсаторы. М., Госэнергоиздат, 1963.
59. Казарновский Д. М. Сегнетокерамические конденсаторы. М., Госэнергоиздат, 1956.
60. Корицкий Ю. В. Электротехнические материалы. М., Госэнергоиздат, 1962.
61. Антонов С. Н., Файнштейн Е. Б., Андрианова Н. В. «Пластические массы», № 18, 51 (1963).
62. Чурабо Д. Д. Новые неметаллические материалы для радиоаппаратуры. М., Госэнергоиздат, 1961.
63. Яманов С. А., Смирнов С. А. Справочник по изоляционным материалам для радиопромышленности. М., Госэнергоиздат, 1947.
64. Ходаков А. Л., Шолохович М. А. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 24, № 10 (1960).
65. Вербицкая Т. Н. и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 24, № 10, 1291 (1960).
66. Константинова В. П. и др. «Кристаллография», 6, 6 (1961).
67. Буреман Э. В., Смирнова Н. П. «Физика твердого тела», 4, 1675 (1962).
68. Воробьев А. А. Изоляционные свойства, прочность и разрушение диэлектриков. Новосибирск, 1960.
69. Воробьев А. А. Нарушение электрической прочности диэлектриков и их пробой. Томск, 1962.
70. Тамм И. Е. Основы теории электричества. М., Гостехтеориздат, 1957.
71. Jeans J. The Mathematical Theory of Electricity and Magnetism. Cambridge at the univ. press, 1946.
72. Морс Ф. М. и Фешбах Г. Методы теоретической физики. Т. 1, 2. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
73. Булгаков Н. Распределение электрического заряда на кольце и электрического потенциала в окружающем поле. СПб, 1903.
74. Миролубов Н. Н. и др. Методы расчета электростатических полей. М., «Высшая школа», 1963.



75. Конденсаторы разные. М., БНИ, 1952.
76. Smythe W. R. J. Appl. Phys., **31**, No. 3, 553 (1960).
77. Applied Atomics, No. 481, 2/XII (1964), p. 6.
78. Мяздриков О. А., Минойлов В. Е. Электреты. М.—Л., Госэнергоиздат, 1962.
79. Холявский Г. Б. Расчет электродинамических усилий в электрических аппаратах. М.—Л., Госэнергоиздат, 1962.
80. J. Rech. Centre nat. rech. scient., XII, No. 45, 259 (1958).
81. Физика низких температур. Сб. статей. Перев. под ред. А. И. Шальникова. М., Изд-во иностр. лит., 1959.
82. Lynton E. A. Superconductivity. Lond.—N. Y., 1962.
83. Поль Р. В. Учение об электричестве. М., Физматгиз, 1962.
84. Лазарев Б. Г. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **37**, 5 (1959).
85. О сверхпроводимости пленок железа. «Ж. техн. физ.», **29** (1959).
86. Hardy G. F., Hulm J. K. Phys. Rev., **93**, 1004 (1954).
87. Hulm J. K., Matthias B. T. Phys. Rev., **82**, 273 (1954).
88. Wernick J. H. et al. Evidence for a Critical Magnetic Field in Excess of 500 kgauss in the Superconducting V-Ga System. Intern. Conf. on High Magnetic Fields, Cambridge, Mass, Nov. 1—4 (1961).
89. Hilsch P. Z. Phys., **167**, No. 5, 511 (1962).
90. Gaume F. J. Rech. Centre. Nat. Rech. Scient., No. 43, 93 (1958).
91. Ицкевич Е. С. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **45**, 1378 (1963).
92. Гинзбург В. Л. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **31**, 2 (1956).
93. Экспресс-информация «Астронавтика и ракетодинамика», № 13, реф. № 46, Энергетические установки для космических аппаратов, 1961.
- 94а. Space Aeronautic, **41**, No. 5, p. 91, 92, 95 (1964).
- 94б. Каппелер Г. Д. Доклад на Межд. конф. по реакт. технике. Фреденштадт, 1956.
95. McGuire F. G. Missiles and Rockets, **11**, No. 18, p. 28, 34, 35 (1962).
96. Interavia, **17**, No. 1, 101 (1962/1).
97. Роус Д. Р. Предварительное изучение применения термоядерной энергии для ракетных двигателей, Препринт Американского ракетного научного общества, 944-59, 45.
98. Line J. S. Controlled thermonuclear reaction for space applications, ARS Electric propulsion conference, Californ. March 14—16, 1962.
99. Экспресс-информация «Атомная энергия», 12ф, № 7 (285) (1962).
100. Амальди Э. «Успехи физ. наук», **78**, 499 (1962).
101. Швец А. Д., Каширин В. Б. «Приборы и техника эксперимента», № 6, 144 (1961).
102. Лебедев Н. Н., Скальская И. П. «Ж. техн. физ.», **32**, 3, 375 (1962).

**ВНЕШНИЕ  
ИСТОЧНИКИ  
ЭНЕРГИИ  
И МАССЫ****§ 2.1. Термодинамические параметры  
атмосфер Земли, Марса и Венеры**

Масса  $m$  и энергия  $E$  связаны между собой формулой Эйнштейна

$$E = mc^2.$$

Это в некотором смысле эквивалентные величины. Тем не менее мы пользуемся удобным термином удельная массовая энергия топлива или аккумуляторов, характеризующим уровень технических возможностей (настоящих или будущих) для выделения необходимого вида из запаса потенциальной энергии, присущей любой массе. Более правильно было бы говорить об удельной массовой эксергии (см. гл. 4), однако этот термин не является пока общепринятым для нетепловых процессов.

Наиболее изученная и пока единственная уже применяющаяся в двигательных установках внешняя масса — это масса земной атмосферы или воздух. Поэтому прежде всего нас будут интересовать такие наиболее важные термодинамические параметры атмосферы Земли, как плотность, давление и температура.

**Плотность атмосферы Земли** до высот 60 км была хорошо известна еще до начала широкого зондирования верхних ее слоев высотными ракетами.

Запуск в Советском Союзе первого искусственного спутника Земли ознаменовал начало тщательных исследований более высоких слоев, причем в настоящее время уже имеются довольно надежные результаты [1, 2]. Согласно данным этих исследований (рис. 2.1), плотность атмосферы на высоте 300—600 км оказалась примерно в шесть раз выше, чем считали

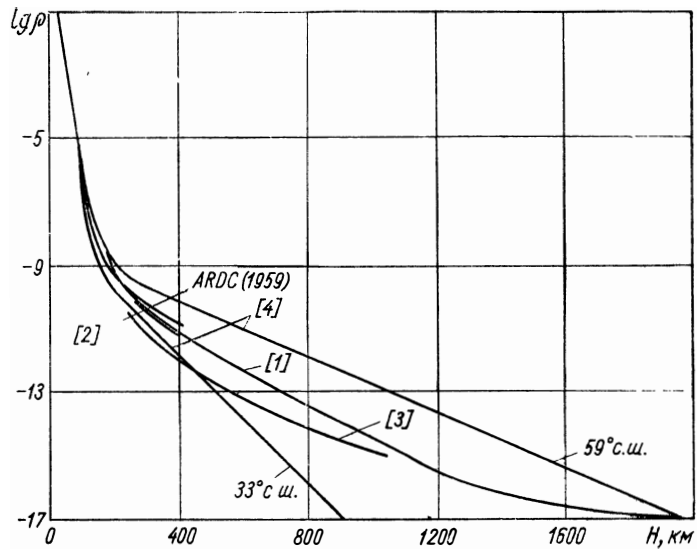


Рис. 2.1. Зависимость плотности атмосферы Земли от высоты.

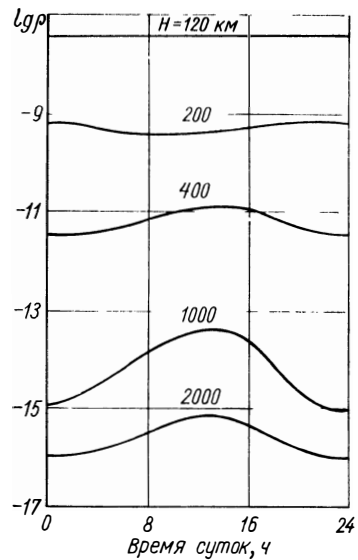


Рис. 2.2. Изменение плотности земной атмосферы в течение суток,

ранее [3]. Вместе с тем обнаружилось, что величина плотности на больших высотах, начиная со 100 км, очень сильно меняется в течение суток (короткопериодические изменения), а также в течение года и в течение солнечного цикла, который продолжается в среднем 11 лет (длиннопериодические изменения). Например, плотность атмосферы на высоте 200 км во время летнего дня и ночи, а также зимнего дня и ночи может изменяться в 5 раз [4]. То же самое можно сказать и о разнице между летним и зимним днем, а также летней и зимней ночью. Что касается отличий в плотности между зимней ночью и летним днем, то это отличие будет еще более значительным. Изменение плотности атмосферы в течение суток показано [5] на рис. 2.2.

Длиннопериодические изменения плотности атмосферы еще более значительны. Так, в период 1958—1962 гг., когда наблюдалось значительное уменьшение солнечной активности, плотность атмосферы на высоте 400 км уменьшилась в 5 раз, а на высоте 600 км — в 30 раз! Длиннопериодические изменения плотности связаны с короткопериодическими (суточными). Например, в 1960 г. минимальная ночная и максимальная дневная плотность атмосферы на высоте 600—700 км отличались более чем в 10 раз, а в 1962 г. — только в 5 раз [6].

В последнее время были сделаны попытки теоретически определить плотность атмосферы на различных высотах в течение солнечного цикла, т. е. для различных условий солнечной активности [7]. Тем не менее общая задача описания в аналитической форме плотности атмосферы на различных широтах и долготах земного шара, различных высотах, в разное время суток и в разное время солнечного цикла очень трудна и еще требует своего решения.

Наиболее важная зависимость — закон изменения плотности по высоте. Поэтому большинство теоретических работ направлено именно на определение этой важной характеристики атмосферы. В настоящее время существует приближенная формула для плотности верхних слоев атмосферы, которая справедлива для высот более 100 км [8]:

$$\frac{\rho_n g_n}{\rho_0 g_0} = \left( \frac{Z_n}{Z_0} \right)^{-\frac{1+\beta}{\beta}},$$

где  $\rho_n$  — плотность атмосферы;  $g_n$  — ускорение земного тяготения;  $Z_n$  — высота однородной атмосферы

$$\left( Z_n = \frac{kT_n}{\mu_n g_n} \right);$$

$k$  — постоянная Больцмана;  $T_n$  — температура атмосферы;  $\mu_n$  — молекулярный вес атмосферы; коэффициент  $\beta = \frac{dZ}{dH}$ ;  $H$  — высота, км.

Более точные формулы для определения плотности атмосферы в зависимости от высоты были выведены в связи с необходимостью обработки данных по торможению искусственных спутников Земли [9]. Однако эти формулы сложны и громоздки, они базируются на множестве предположений, снижающих их ценность [10], поэтому для практических приближенных расчетов их применять не обязательно. По-видимому, хорошей предпосылкой для создания теории изменения плотности атмосферы Земли

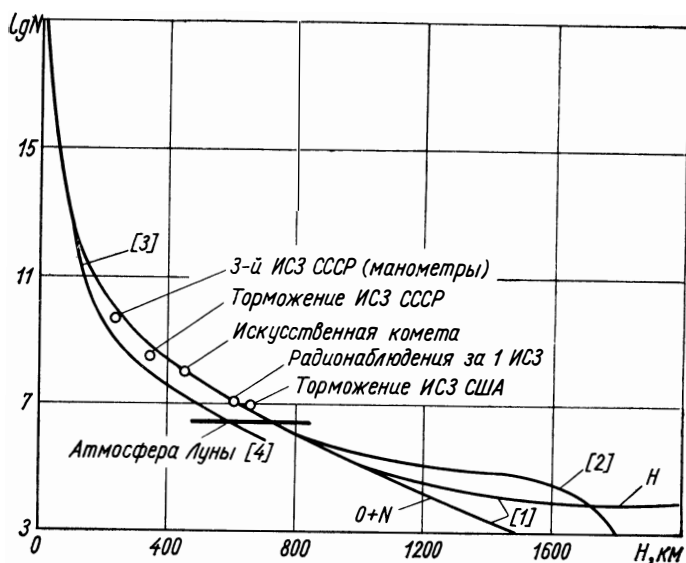


Рис. 2.3. Изменение числа Лешмида земной атмосферы по высоте.

по времени и высоте является большое количество экспериментальных данных по различным циклам ее вариаций [11].

Важным фактором, влияющим на плотность, следует считать несферичность атмосферы Земли. Очень сильное отличие данных на разных широтах обусловлено этой несферичностью. Из рис. 2.1 видно, что плотность атмосферы на высоте 800 км на 59° с. ш. в 30 раз больше плотности на 33° с. ш.

Наряду с весовой характеристикой плотности атмосферы очень важна такая ее характеристика, как число Лешмида — количество частиц в 1 см<sup>3</sup> (рис. 2.3).

Теоретическое определение концентрации атмосферных молекул данного сорта в единице объема можно приблизительно рассчитать по барометрическому уравнению Больцмана:

$$n = n_0 e^{-\frac{\mu_i g_n H}{k T_n}},$$

где  $n_0$  — значение молекулярной концентрации при  $H = 0$ ;  $\mu_i$  — масса молекул;  $g_n$  — ускорение силы тяжести планеты на высоте  $H$ ;  $T_n$  — равновесная температура рассматриваемых молекул на высоте  $H$ .

Если требуется определить среднюю концентрацию всех молекул  $n$  по известной средней концентрации  $\bar{n}_0$ , то вместо  $\mu_i$  подставляют среднюю массу молекул

$$\bar{\mu} = \frac{\sum n_i \mu_i}{\sum n_i},$$

а вместо  $T_n$  — их среднекинетическую температуру. Основные характеристики молекул воздуха приведены в табл. 2.1.

**Таблица 2.1**  
*Характеристики некоторых газов*

Газ	Масса молекулы, $10^{-23}$ г	Средне-квадратичная скорость, м/сек	Диаметр молекулы, $10^{-8}$ см
Водород	0,33	1900	2,18
Гелий	0,66	1360	1,92
Вода	2,96	640	4,00
Азот	4,61	510	3,16
Кислород	5,3	480	2,96

Естественно, что и такая характеристика атмосферы, как число Лошмидта, за последнее время значительно уточнена. На рис. 2.3 для сравнения приведена ожидаемая плотность атмосферы Луны [4]. На высотах более 1100 км атмосфера в основном состоит из гелия и водорода (нейтрального и ионизованного), следовательно, ее средний молекулярный вес с высотой падает и стремится к молекулярному весу водородо-гелиевой смеси.

Данные теоретических исследований среднего молекулярного веса атмосферы Земли [3] также были уточнены в результате космических экспериментов [12, 13]. Однако из рис. 2.4 следует, что данные по среднему молекулярному весу довольно разноречивы. Это связано как с разнообразием предлагаемых моделей атмосферы [14], так и с короткопериодическими (суточными) изменениями среднего молекулярного веса (рис. 2.5). В последнее время было предложено несколько вариантов (моделей) международной стандартной атмосферы [15, 16]. Проекты такой атмосферы предлагали еще в 1948 г. [17]. Поскольку все они предполагают статичность (неизменность во времени) параметров атмосферы, их ценность для практического применения снижается. Как уже отмечалось, параметры верхних слоев атмосферы на высотах более 200 км значительно колеблются в течение суток и года.

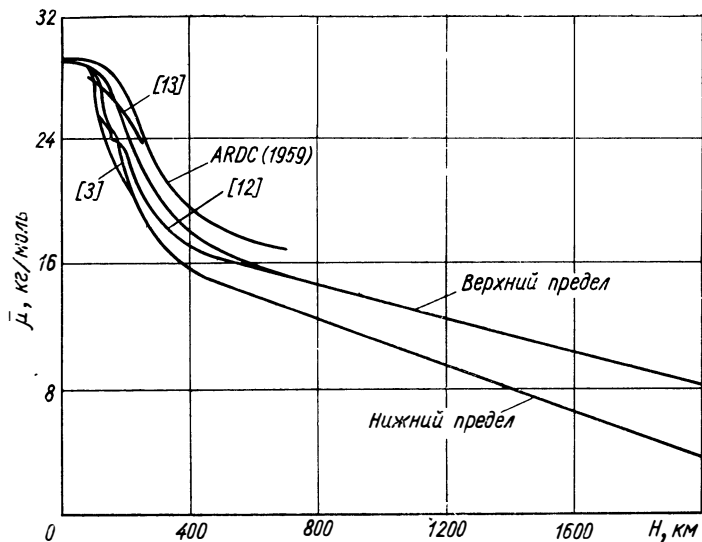


Рис. 2.4. Изменение среднего молекулярного веса земной атмосферы по высоте.

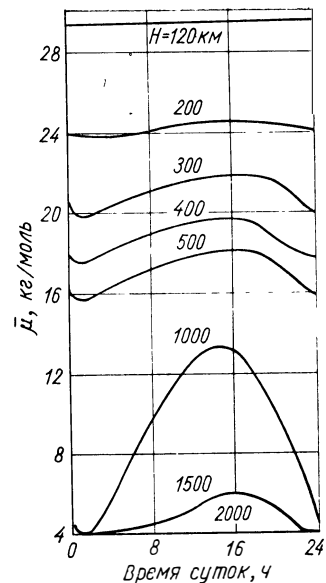


Рис. 2.5. Суточные изменения среднего молекулярного веса атмосферы Земли на разных высотах от ее поверхности.

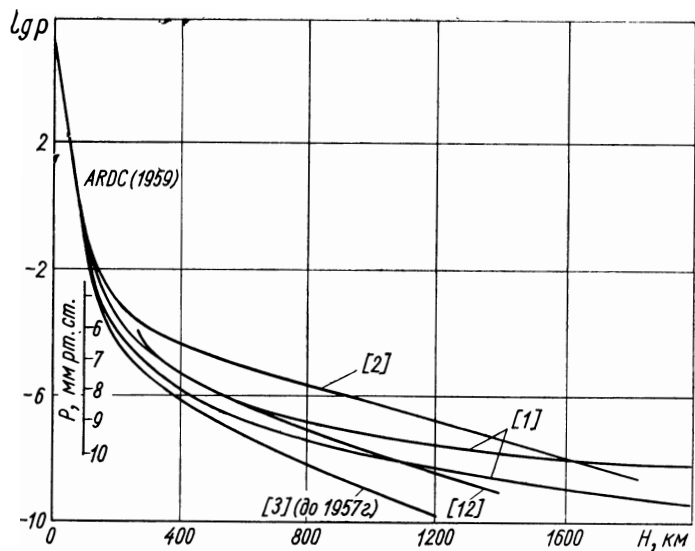


Рис. 2.6. Зависимость давления земной атмосферы от высоты. Здесь же приведена условная шкала давлений. Например,  $p=9$  следует понимать как  $10^{-9}$  мм рт.ст.

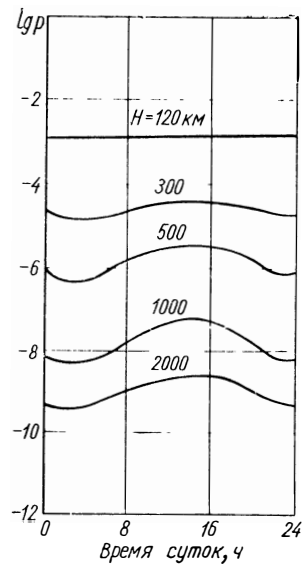


Рис. 2.7. Суточные изменения давления в земной атмосфере.



Очевидно, что для расчета эффективности тяговых систем, использующих верхние слои атмосферы и выводящих объект за ее пределы в течение короткого времени, статические модели приемлемыми считать нельзя.

**Давление атмосферы Земли** — очень важный в практическом отношении параметр (рис. 2.6). На рис. 2.7 приведено изменение давления на различных высотах в течение суток. Для определения давления атмосферы на разной высоте существует большое количество приближенных формул, подобранных из условий удовлетворения эмпирическим зависимостям, или же аналитические формулы, выведенные при определенных предположениях и гипотезах.

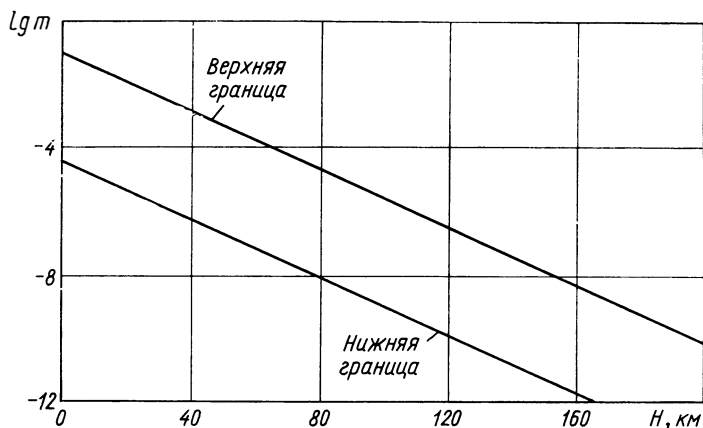


Рис. 2.8. Зависимость удельной влажности земной атмосферы  $\frac{g \text{ пара в } 1 \text{ см}^3}{g \text{ сухого воздуха в } 1 \text{ см}^3}$  от высоты.

Примером может служить барометрическая формула [10], справедливая для высоты 80—100 км:

$$\lg p = \lg p_0 - \frac{273H}{1,84 \cdot 10^4 (273 + t_B) (1 + 2,64 \cdot 10^{-3} \cos 2\varphi) (1 + 3,14 \cdot 10^{-4}H)},$$

где  $H$  — высота над уровнем моря, км;  $p_0$  — давление на уровне моря, мбар ( $1 \text{ бар} = 10^5 \text{ н/м}^2$ );  $p$  — давление на высоте  $H$ , мбар;  $t_B$  — средняя для высот 0 —  $H$  виртуальная температура, °С;  $\varphi$  — географическая широта.

Виртуальную температуру находят по формуле

$$t_B = \bar{T}_B - 273 = \bar{T} (1 + 0,6078q) - 273,$$

где  $q$  — удельная влажность, средняя в интервале 0 —  $H$ , г  $\text{H}_2\text{O}/\text{кг}$  воздуха, а  $\bar{T}$  — средняя температура атмосферы в этом же интервале. Характеристика атмосферы по удельной влажности приведена на рис. 2.8, причем  $q \approx 1000 \text{ м/м} + 1$ .

**Температура атмосферы Земли.** Приведенная выше барометрическая формула предполагает знание изменения температуры по высоте. Точно так же, как плотность и давление, эта характеристика атмосферы существенно уточнена после начала косми-

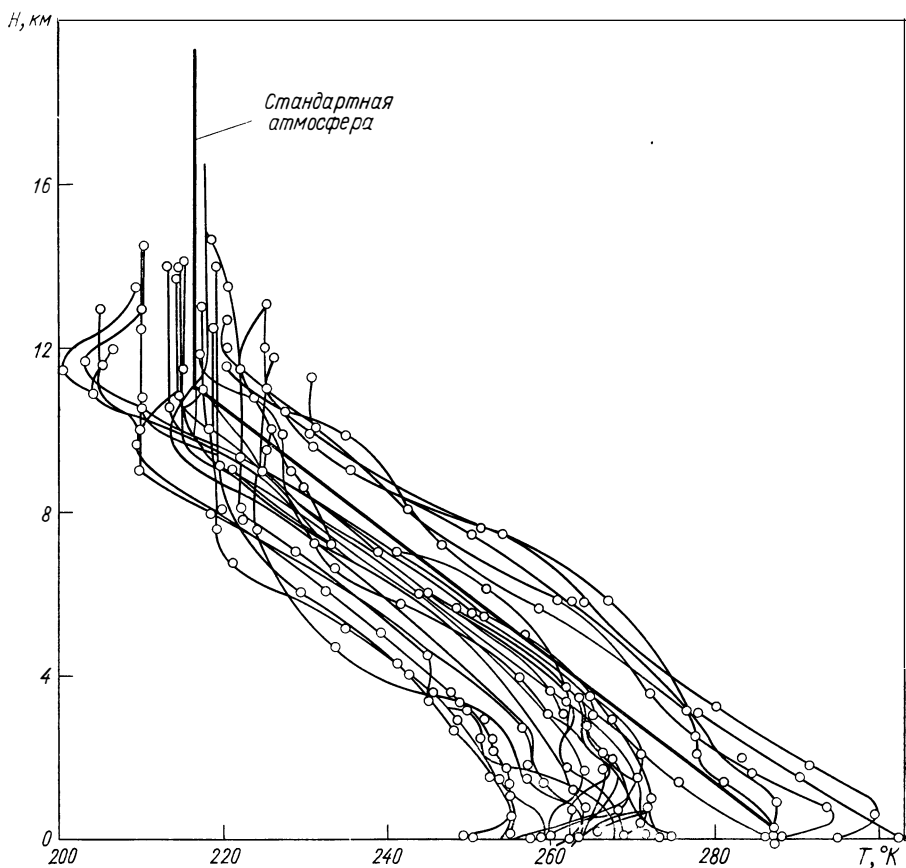


Рис. 2.9. Зондовые измерения температуры атмосферы.

ских исследований. На рис. 2.9 показано поле температур на небольших высотах, полученное радиозондовыми замерами в разное время года [18, 19], и дана температурная характеристика стандартной атмосферы. Температура атмосферы очень сильно меняется в течение года даже для одного и того же географического пункта. Существуют области, где это изменение температур составляет примерно  $217 < T_{MSH} < 330^\circ \text{K}$  [19].

Прежде чем перейти к температурной характеристике атмосферы на больших высотах, следует остановиться на понятии кинетической температуры. Известно, что кинетическая темпера-

тура каждой газовой компоненты в смеси различна и определяется среднеквадратичной скоростью движения молекул данной газовой компоненты

$$v_{\text{ср}} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}},$$

где  $v_{\text{ср}}$  — среднеквадратичная скорость движения данной молекулы;  $R$  — универсальная газовая постоянная, равная  $8,31 \text{ Дж}/(\text{°К} \cdot \text{моль})$ ;  $T$  — кинетическая температура,  $\text{°К}$ ;  $\mu$  — молекулярная масса,  $\text{кг}/\text{моль}$ .

Если под  $T$  понимать среднекинетическую температуру воздуха, т. е. температуру, которую отмечает термометр, то, подставив ее значение в приведенную выше формулу, получим, что при нормальных давлении и температуре воздуха молекулы кислорода будут иметь среднюю скорость  $480 \text{ м}/\text{сек}$ , а молекулы водорода —  $1900 \text{ м}/\text{сек}$  (см. табл. 2.1). В высоких слоях атмосферы пользоваться термометром нельзя, так как там среднекинетическая температура уже не является равновесной, и термометр будет показывать температуру значительно меньшую, чем та, которую имеют молекулы атмосферы (в обоих случаях предполагаем отсутствие внешних радиационных потоков и отсутствие реакций рекомбинации на поверхности термометра). Для определения среднекинетической температуры верхних слоев атмосферы необходимо знать суммарную среднеквадратичную скорость движения всех молекул, атомов и электронов  $\bar{\mu} v_{\text{ср}\Sigma}$ , а также среднюю молекулярную массу атмосферы  $\bar{\mu}$  на данной высоте:

$$\bar{T} = \frac{\bar{\mu} v_{\text{ср}\Sigma}^2}{3R}.$$

Значение  $\bar{\mu}$  находят с помощью масс-спектрометров [20], из анализа интенсивности излучений различных компонентов атмосферы на эмиссионных спектрограммах и другими методами. Значение  $\bar{\mu}$  приведено на рис. 2.4.

Определить  $v_{\text{ср}}$  можно из анализа спектрограмм светимости компонентов атмосферы. Чем больше скорость, например, молекул кислорода, тем шире на спектрограмме (из-за доплер-эффекта) характерные кислородные линии. Следует отметить, что  $v_{\text{ср}}$  находят не по всем характерным спектральным линиям, а только по некоторым из них — чаще всего водородным. На рис. 2.10 дана зависимость среднекинетической температуры атмосферы от высоты. Изменение температуры в течение суток, рассчитанное теоретически, представлено на рис. 2.11.

**Термодинамический потенциал атмосферы Земли.** Зная основные термодинамические параметры атмосферы, можно определить запас тепловой энергии в  $1 \text{ м}^3$  для различных высот или изобарный термодинамический потенциал:

$$Z = U + pV - TS = I - TS = \rho \left[ \sum_i \frac{c_i I_i \mu_i}{\bar{\mu}} - \sum_i \frac{T_i S_i c_i \mu_i}{\bar{\mu}} \right].$$

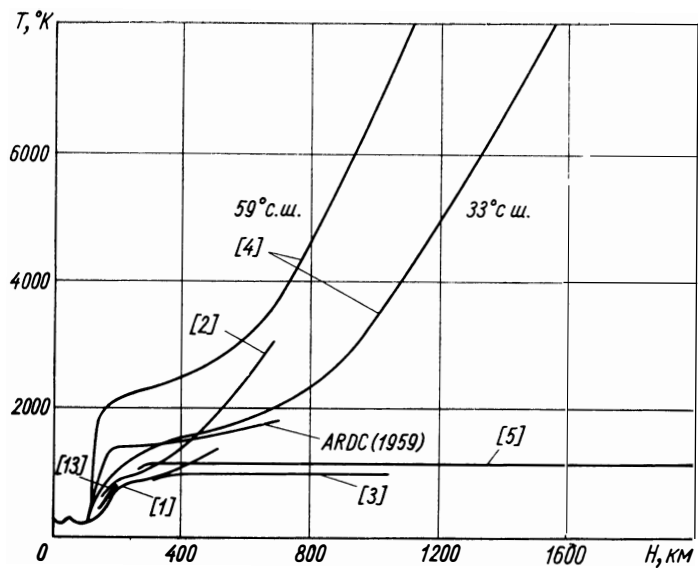


Рис. 2.10. Изменение среднекинетической температуры земной атмосферы по высоте.

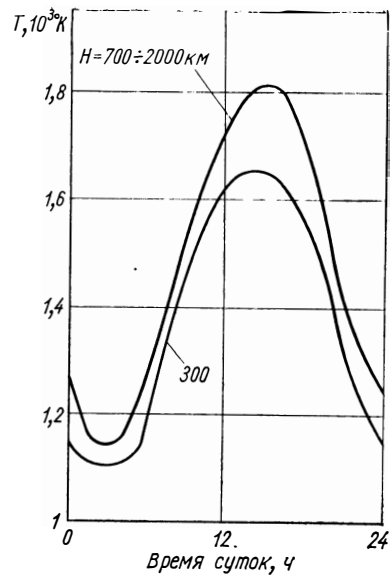


Рис. 2.11. Суточные изменения температуры земной атмосферы.

Для определения значений  $T$  и  $S$  в смеси газов, т. е. в атмосфере, необходимо знать среднюю молекулярную массу  $\bar{\mu}$ , энтропию и энтальпию отдельных ее составляющих  $S_i$  и  $I_i$  (рис. 2.12), а также молекулярный вес и относительное объемное содержание

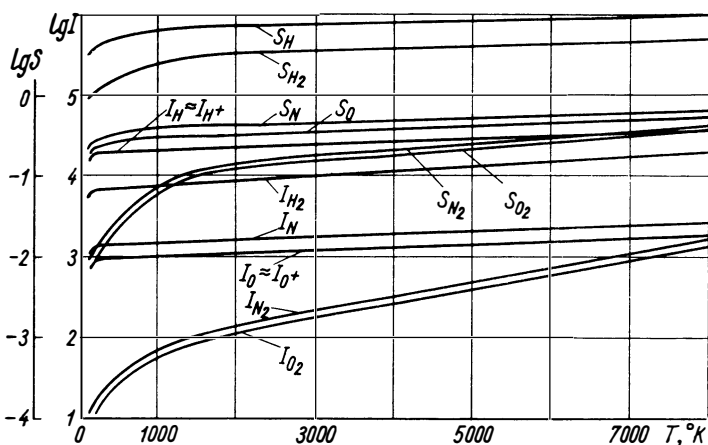


Рис. 2.12. Зависимость энтальпии и энтропии компонентов земной атмосферы от температуры.

отдельных газовых компонентов  $\mu_i$  и  $c_i$ . В табл. 2.2 приведены значения состава и изобарного потенциала для атмосферы Земли на различных высотах.

Таблица 2.2

*Изобарно-изотермный потенциал и условное относительное содержание компонентов в атмосфере Земли*

Параметры атмосферы		Высота, км									
		0	200	400	600	800	1000	1200	1400	1600	1800
Концентрация	$C_{N_2}$	0,78	0,1	—	—	—	—	—	—	—	—
	$C_{O_2}$	0,22	0,05	—	—	—	—	—	—	—	—
	$C_N$	—	0,4	0,25	0,1	0,1	0,1	0,05	—	—	—
	$C_0$	—	0,15	0,1	—	—	—	—	—	—	—
	$C_0^+$	—	0,3	0,65	0,9	0,9	0,6	—	—	—	—
	$C_H$	—	—	—	—	—	0,1	0,25	0,25	0,25	0,25
	$C_{H^+}$	—	—	—	—	—	0,2	0,7	0,75	0,75	0,75
$T, ^\circ K$		288	1100	1550	1850	2350	3450	5100	6760	8450	9500
$\bar{\mu}, \text{г/моль}$		28,8	21	16,5	14	12,4	11	9,5	8	6,4	5,0
$Z, \text{ккал/м}^3$		10	$8 \cdot 10^{-5}$	$10^{-7}$	$10^{-9}$	$10^{-20}$	—	—	—	—	—

Примечание. Для упрощения расчетов относительное объемное содержание  $c_i$  элементов округлено.

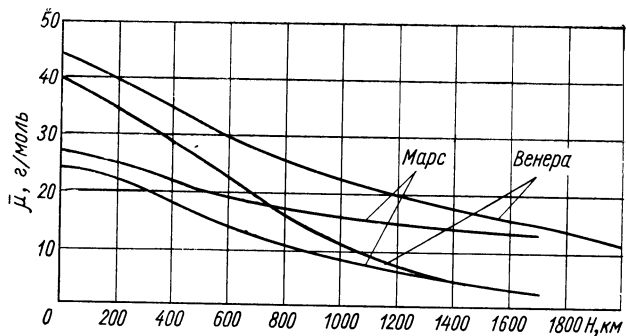
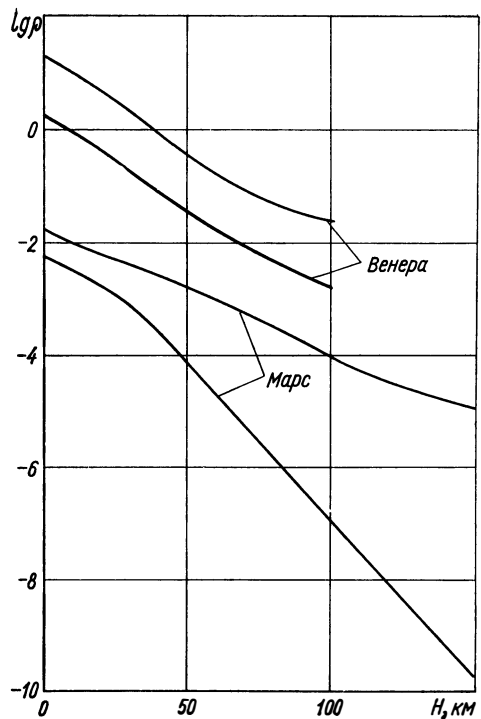


Рис. 2.14. Зависимость среднего молекулярного веса атмосферы Марса и Венеры от высоты.

Рис. 2.13. Зависимость плотности от высоты для атмосферы Марса и Венеры.

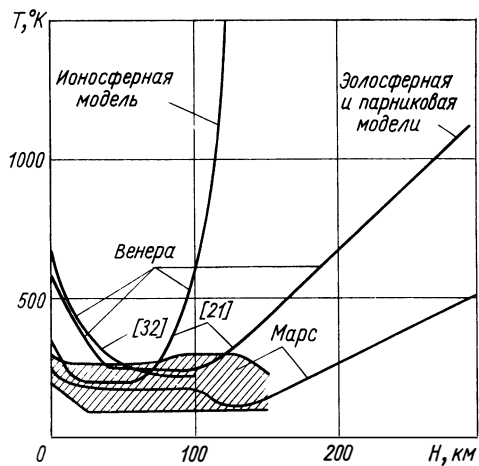
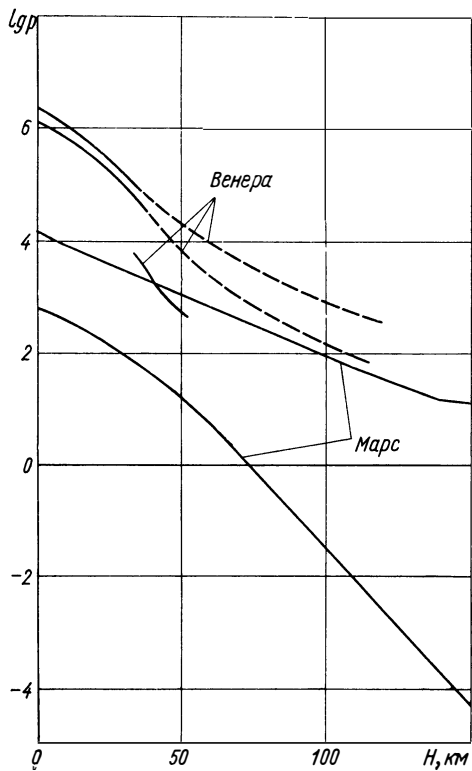


Рис. 2.16. Зависимость среднекинетической температуры атмосфер Марса и Венеры от высоты.

Рис. 2.15. Зависимость давления атмосферы Марса и Венеры от высоты,

**Плотность, давление и температура атмосферы Марса и Венеры** изучены мало [21—24]. Однако на базе некоторых астрономических наблюдений и астрофизических исследований, а также данных зондирования межпланетными станциями «Венера-4» и «Маринер» можно, используя основные представления о термодинамике статической атмосферы и наиболее вероятные гипотезы о составе атмосфер, получить теоретически приближенный вид изменения этих параметров по высоте над поверхностью соответствующей планеты.

На рис. 2.13—2.16 приведены зависимости плотности, молекулярного веса, давления и температуры по высоте для атмосфер Марса и Венеры. Для Венеры модель атмосферы до последнего времени составлялась на основе гипотез [21], которые, к сожалению, не могли быть уточнены космическими экспериментами — полетами советских станций «Венера-2» и «Венера-3», а также американской межпланетной станции «Маринер» [25]. Только советская межпланетная станция «Венера-4», достигшая поверхности планеты в октябре 1967 г., позволила определить основные параметры ее атмосферы. Предполагается, что вариация этих параметров в зависимости от времени года, суток и от географических координат будет значительной.

В заключение следует отметить, что в настоящее время в связи с широким развитием космических исследований, а тем более со все возрастающей необходимостью использовать в тяговых космических системах внешние ресурсы, на повестке дня стоит проблема нахождения аналитической зависимости термодинамических параметров атмосфер Земли, Марса и Венеры от высоты с учетом географических координат, времени суток и года и для определенного периода солнечного цикла. Так, для Марса, как показали недавние обработки результатов полета американской станции «Маринер», передавшей на Землю фотоизображение этой планеты, давление на поверхности при заходе и выходе станции из-за горизонта менялось почти в два раза \*.

## § 2.2. Состав атмосферы Земли.

### Сведения о составе атмосфер других планет Солнечной системы

**Газовый состав атмосферы Земли** на малых высотах или на уровне моря известен хорошо (табл. 2.3). Состав атмосферы на больших высотах определить значительно труднее, поэтому существует некоторое отличие в данных различных авторов (рис. 2.17). Особое внимание следует обратить на содержание в атмосфере таких химически активных газов, как кислород и водород (рис. 2.18).

\* К. А. Любарский. «Земля и Вселенная». № 3, 12 (1968).



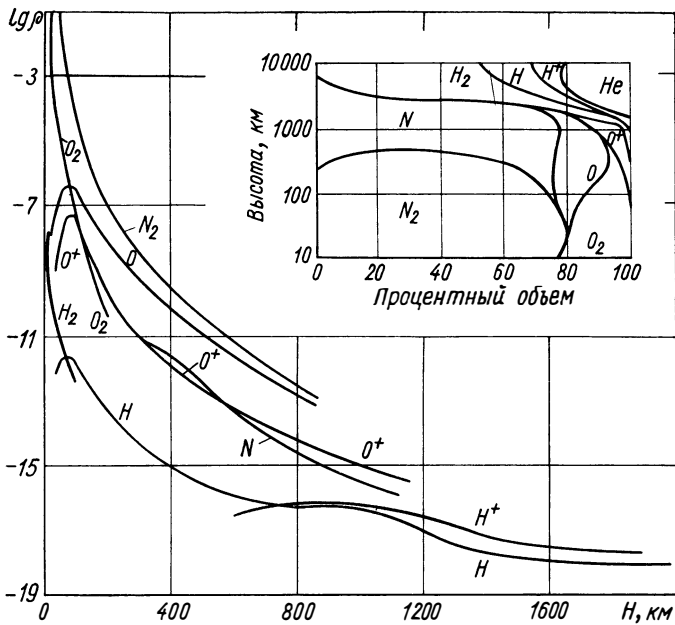


Рис. 2.17. Зависимость состава атмосферы Земли от высоты.

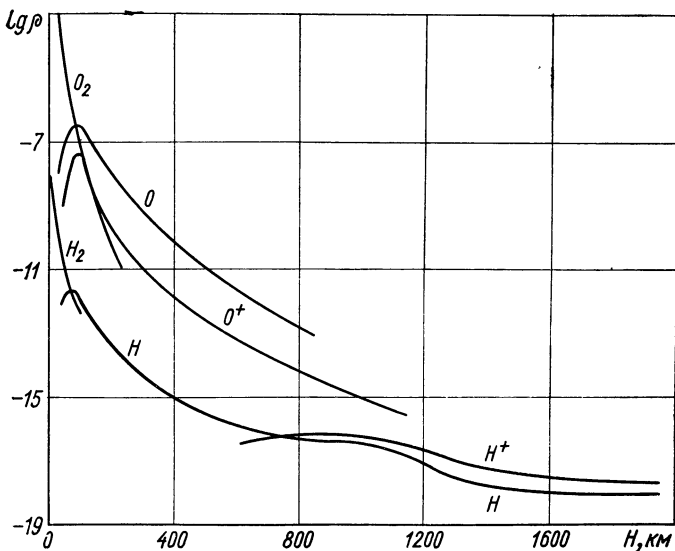


Рис. 2.18. Содержание кислорода и водорода в земной атмосфере.

Таблица 2.3

## Состав атмосферы Земли на уровне моря

Газ	Молекулярная масса	Концентрация газа в сухом воздухе		Газ	Молекулярная масса	Концентрация газа в сухом воздухе	
		по объему	по весу			по объему	по весу
N <sub>2</sub>	28,02	0,7809	0,7553	Kr	83,7	10 <sup>-7</sup>	8·10 <sup>-6</sup>
O <sub>2</sub>	32,00	0,2095	0,2314	N <sub>2</sub> O	44,02	5·10 <sup>-7</sup>	8·10 <sup>-7</sup>
Ar	39,94	0,0093	0,0128	H <sub>2</sub>	2,02	5·10 <sup>-7</sup>	3·10 <sup>-8</sup>
CO <sub>2</sub>	44,01	3·10 <sup>-4</sup>	4,5·10 <sup>-4</sup>	O <sub>3</sub>	48,0	4·10 <sup>-7</sup>	7·10 <sup>-7</sup>
CO	28,01	10 <sup>-7</sup>	10 <sup>-7</sup>	Xe	131,3	8·10 <sup>-8</sup>	4·10 <sup>-7</sup>
Ne	20,18	1,8·10 <sup>-5</sup>	1,2·10 <sup>-5</sup>	Rn	222	6·10 <sup>-20</sup>	5·10 <sup>-19</sup>
He	4,00	5,3·10 <sup>-6</sup>	7,3·10 <sup>-7</sup>	H <sub>2</sub> O	18,02	10 <sup>-2</sup> —10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-2</sup> —10 <sup>-3</sup>
CH <sub>4</sub>	16,05	1,52·10 <sup>-6</sup>	8,4·10 <sup>-7</sup>				

В табл. 2.3 и на рис. 2.18 приведены только газовые компоненты атмосферы. Однако слово «состав» следует понимать значительно шире. В частности, необходимо учитывать наличие в атмосфере заряженных частиц, водяных паров и микрометеоритов (метеоритной пыли).

**Заряженные частицы в атмосфере Земли.** Если на уровне моря ( $H = 0$ ) диссоциированных и ионизованных частиц почти нет (рис. 2.19), то уже на высоте 20 км их количество увеличивается примерно в семь раз. С ростом высоты ионизация атмосферы становится весьма существенной (рис. 2.20). Можно отметить расхождение в данных различных авторов и вообще большую неточность по составу ионизованных частиц, однако ни в коем случае нельзя пренебрегать очень важным экспериментальным фактом: количество ионизованных частиц в атмосфере ночью существенно меньше (примерно на порядок на высотах 300—400 км), чем днем. Полного теоретического объяснения этого явления пока нет, хотя и существуют довольно подробные качественные теории [26, 27]. Имеется очень много экспериментальных данных по содержанию в атмосфере ионизованных частиц [28—37] (рис. 2.21).

**Водяные пары в атмосфере Земли.** Особенностью атмосферы Земли является содержание в ней переохлажденных паров воды (рис. 2.22). Это объясняет, например, так называемые инверсионные следы за самолетами, летящими на высоте 10—12 км, так как достаточно небольшого возмущения атмосферы (самим самолетом или отошедшей от него ударной волной) или введения в нее активных центров (выхлопные газы от двигателей), чтобы начался бурный процесс конденсации, сопровождающийся появлением характерного белого следа и выделением теплоты конденсации и, возможно, кристаллизации. Из рис. 2.22 видно, что разброс по содержанию в атмосфере воды (он определяется в зависимости от широты, долготы и времени года) довольно значителен, особен-

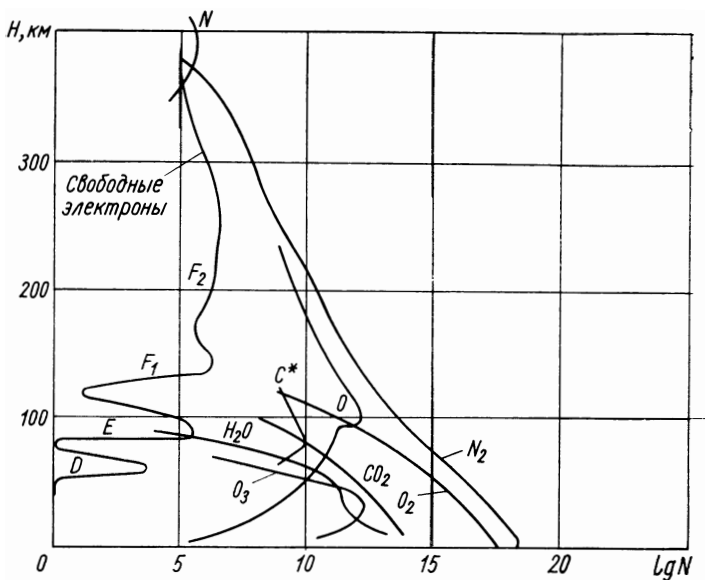


Рис. 2.19. Зависимость содержания различных компонентов атмосферы от высоты ( $D$ ,  $E$ ,  $F_1$  и  $F_2$  — характерные области ионизации).

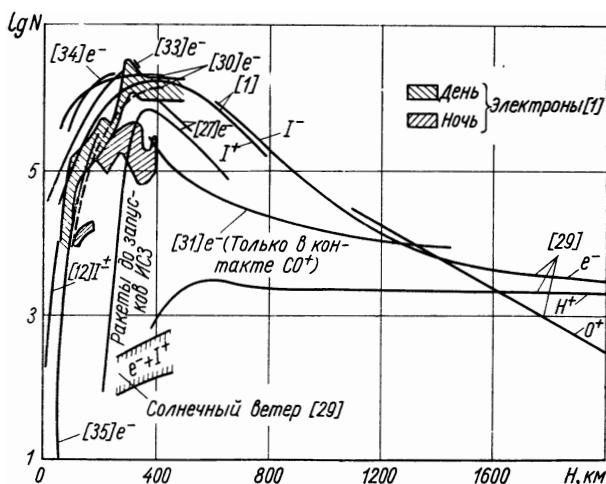


Рис. 2.20. Зависимость содержания заряженных частиц в земной атмосфере от высоты.

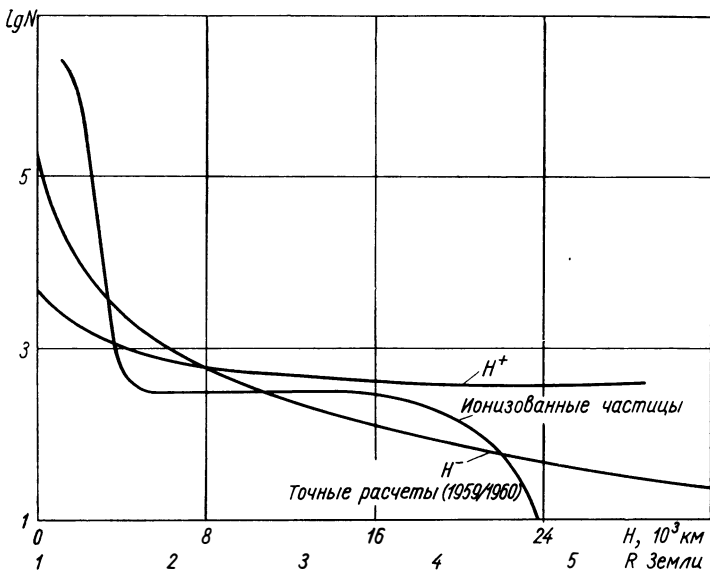


Рис. 2.21. Содержание ионизованных частиц в атмосфере Земли на очень больших высотах.

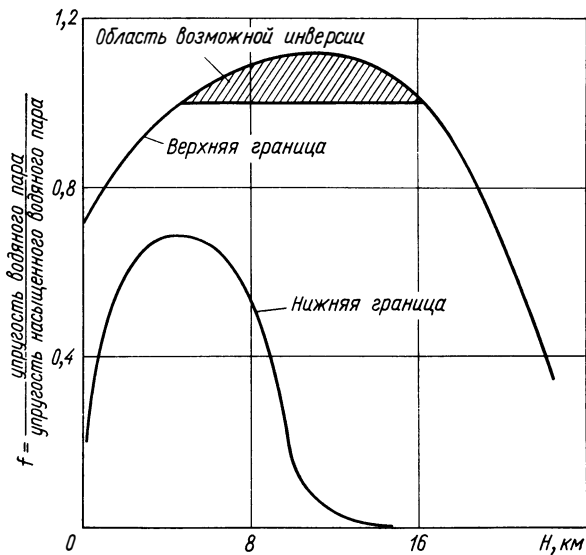


Рис. 2.22. Содержание переохлажденных водяных паров в атмосфере Земли.

но на высотах 12—18 км. Содержание воды в более высоких слоях атмосферы в настоящее время определяется в основном теоретически [38] и недостаточно точно, однако качественная картина ясна: с увеличением высоты количество водяных паров резко уменьшается (см. рис. 2.8).

В § 2.1 говорилось о короткопериодических и длиннопериодических вариациях термодинамических параметров атмосферы. Следует отметить, что эти вариации в значительной степени обуславливаются химическим составом атмосферы, подвижностью ее основных компонентов, а также их химической активностью

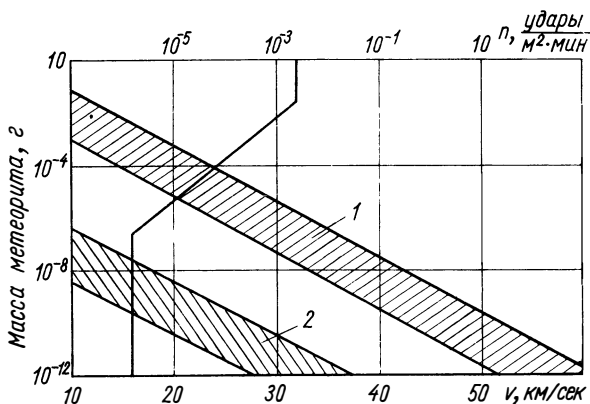


Рис. 2.23. Зависимость массы околоземных метеоритов от скорости их движения (ломаная кривая) и зависимость потока метеоритов от их массы:

1 — в околоземном пространстве; 2 — в межпланетном.

и энергией ионизации. На больших высотах существенное влияние на температуру атмосферы оказывает присутствие в ней паров воды [38].

**Метеорные тела в атмосфере Земли.** Говоря о составе атмосферы Земли, нельзя не упомянуть о метеорных телах, попадающих в нее из межпланетного пространства. Известно, что на Землю ежедневно падает около 26 000 т метеорного вещества [3]. Однако большинство метеоритных частиц имеют очень малые размеры — порядка долей микрона. На рис. 2.23 приведено распределение метеоритного вещества\* по массам и скоростям, полученное в результате последних космических исследований [39]. Большое количество таких исследований [40—43а] позволило установить наличие «пылевой атмосферы» у Земли (пылевого облака, сплюсненного в плоскости экватора) и подобрать при-

\* Многими авторами было предложено особое наименование различных компонентов метеоритного вещества (в зависимости от их размеров, плотности и состава): болиды, метеоры, метеориты, метеороиды и т. д.

мерную зависимость плотности потока частиц вблизи Земли  $I$  от их массы  $m$ :

$$\lg I = -17 - 1,7 \lg m.$$

Эта формула справедлива только для частиц с массой  $10^{-10} < m < 10^{-6}$  [436].

Для подобных исследований применяли приборы, подсчитывающие количество ударов микрометеоритов о пластинку определенной площади в единицу времени и силу этих ударов. Таким образом, количество ударов в 1 мин, приходящееся на  $1 \text{ м}^2$ , может

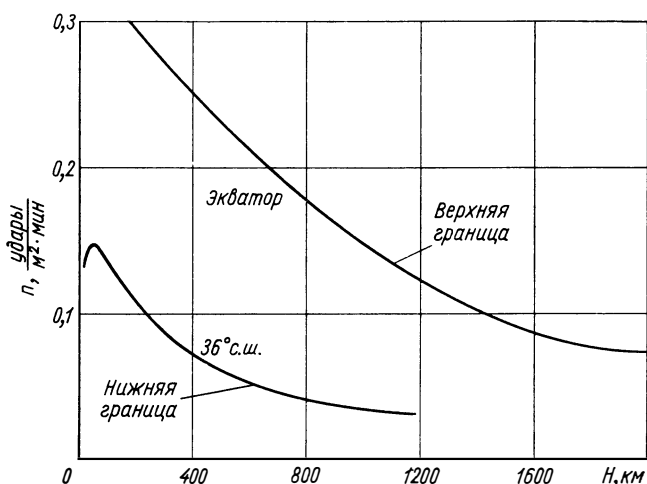


Рис. 2.24. Содержание микрометеоритов в атмосфере Земли.

служить критерием плотности метеоритного вещества. Распределение этой плотности по высоте земной атмосферы представлено на рис. 2.24. Как видно из рисунка, плотность зависит от географической широты и убывает с увеличением высоты над поверхностью Земли [44]. Элементарный состав метеоритного вещества известен пока только приблизительно (это, естественно, не относится к хорошо изученным метеорам, упавшим на поверхность Земли). Например, считается, что все спорадические метеориты наполовину состоят из железа и наполовину из силикатов, а метеориты, связанные с метеорными потоками, состоят полностью из силикатов.

**Энергия, аккумулированная атмосферой Земли.** Наличие в атмосфере ионизованных, диссоциированных и просто химически активных компонентов позволяет оценить ее потенциальный энергетический запас. В табл. 2.4 приведены основные реакции, которые можно или будет возможно в перспективе использовать при выделении в двигательной установке внешних запасов энергии.

Реакции, в результате которых возможно выделение энергии атмосферой Земли

Реакция	Выделяемая энергия		Возможность реализации современными техническими средствами	Литература
	дж/кг	ккал/кг		
$\text{H}_2\text{O}_{\text{пар}} \rightarrow \text{H}_2\text{O}_{\text{ж}}$	$2,26 \cdot 10^6$	539,7	Реализуется	[45а]
$\text{H}_2 + \text{O}_2/2 \rightarrow \text{H}_2\text{O}$	$1,59 \cdot 10^7$	3 800	»	[45а]
$\text{CH}_3 + \text{CH}_3 \rightarrow \text{C}_2\text{H}_6$	$1,16 \cdot 10^7$	2 770	»	[45а]
$\text{O} + \text{O} \rightarrow \text{O}_2$	$1,53 \cdot 10^7$	3 660	»	[45б]
$\text{N} + \text{N} \rightarrow \text{N}_2$	$3,36 \cdot 10^7$	8 030	»	[45б]
$\text{N} + 3\text{H} \rightarrow \text{NH}_3$	$6,8 \cdot 10^7$	16 260	»	[45б]
$\text{C} + 4\text{H} \rightarrow \text{CH}_4$	$9,5 \cdot 10^7$	22 660	»	[45б]
$\text{H} + \text{H} \rightarrow \text{H}_2$	$2,14 \cdot 10^8$	51 210	»	[45б]
$\text{O}^+ + e \rightarrow \text{O}$	$3,8 \cdot 10^7$	9 100	»	[46]
$\text{H}^+ + e \rightarrow \text{H}$	$7,54 \cdot 10^8$	$1,8 \cdot 10^5$	»	[46]
$4\text{H} \rightarrow {}_2\text{He}^4$ (термоядерный синтез)	$6,78 \cdot 10^{14}$	$1,62 \cdot 10^{11}$	Не реализуется	[46]
$M + \bar{M} \rightarrow \gamma$ (аннигиляция)	$9 \cdot 10^{16}$	$2,15 \cdot 10^{13}$	Путь реализации известен	[47]

В табл. 2.4 наряду с хорошо изученными процессами не случайно дана реакция аннигиляции. Существует мнение, что в межпланетном и околоземном космическом пространстве может содержаться антивещество (вспомним, что первая античастица — позитрон — была открыта именно в космических лучах!). Исследования космических лучей в настоящее время показали, что наряду с преобладающим положительным компонентом (протонами) примерно 13% приходится на отрицательные частицы. Некоторые авторы полагают, причем в весьма категоричной форме, что этими частицами являются антипротоны [48], а другие на основе расчетных оценок, проведенных с определенным количеством допущений (в частности, для протонов с энергией  $E > 10 mc^2$  принимается сечение аннигиляции  $\sigma_{\text{анн}} < 0,002\sigma_{\text{Г}}$ , а при  $E = 1,8 mc^2$   $\sigma_{\text{анн}} \approx 0,05\sigma_{\text{Г}}$ ), полагают, что доля антипротонов в космических лучах не превышает 0,2% [49]. Во всяком случае, проблема тщательного определения компонентов антивещества, очевидно, настолько важна, что в NASA (как сообщило 13 августа 1959 г. агентство «Юнайтед пресс интернейшнл» из Вашингтона) рассматривается проект создания спутника, предназначенного специально для этих исследований.

Многие авторы дают очень небольшое значение концентрации антивещества в Солнечной системе —  $(0,3-1) \cdot 10^{-7}$  часть общего числа атомов в единице объема [50, 51]. Однако и эта оценка уже не позволяет пренебрегать его энергетическим вкладом в общем балансе внешних ресурсов.

В общем энергетическом балансе околоземного космического пространства кинетическая энергия метеоритов играет незначительную роль, но для полноты картины ее необходимо учитывать.

То же самое можно сказать и о потенциальной возможности получения энергии в результате конденсации переохлажденной влаги (главным образом на высотах 8—14 км).

На рис. 2.25 показано суммарное содержание потенциальной химической энергии в околоземном пространстве для разных высот, а также энергетические вклады отдельных реакций. Если не принимать во внимание возможности реализации термоядерного синтеза, то наиболее перспективным процессом будет рекомбинация кислородных атомов.

**Состав атмосфер Марса и Венеры** в настоящее время достоверно не установлен. Известно только, что в атмосфере Марса имеется углекислый газ в количестве от 0,25% [22] до 2,2% [21]. При исследованиях Марса во время противостояния весной 1963 г. подтвердилась нижняя оценка концентрации углекислого газа.\* Объемное количество кислорода и воды в его атмосфере наверняка меньше, чем в земной. Ранее предполагалось, по аналогии с земной атмосферой, что основным компонентом марсианской атмосферы является азот. В действительности же его атмосфера может состоять и из аргона — в зависимости от того, какие ядерные процессы происходят (или происходили) в недрах Марса. Обобщая данные различных источников [17, 21, 22], можно указать следующий объемный состав марсианской атмосферы на высоте  $H = 0$  как наиболее вероятный:

Азот . . . . .	97,8—98,5%
Аргон . . . . .	1,2%
Углекислый газ . . . . .	0,25—3,2%
Кислород . . . . .	0,1%

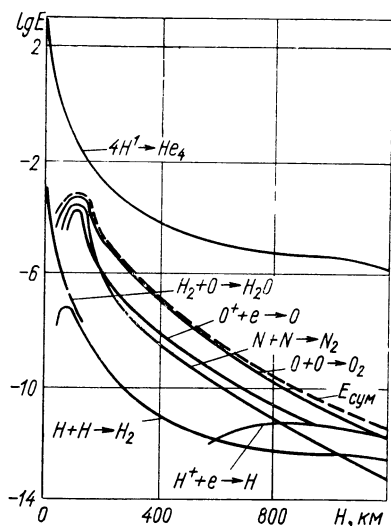


Рис. 2.25. Суммарное содержание потенциальной химической энергии в земной атмосфере и ее составляющие. Верхняя кривая показывает потенциальное содержание термоядерной энергии в атмосфере.

\* После успешной посадки на поверхность планеты Венера советской межпланетной станции «Венера-4», показавшей, что основной компонент венерианской атмосферы — углекислый газ, многие исследователи склоняются к тому, что и в атмосфере Марса этот газ преобладает над другими компонентами (К. А. Любарский «Земля и Вселенная». № 3, 12 (1968)).



Вероятное распределение состава атмосферы Марса по высоте приведено на рис. 2.26.

Атмосфера Венеры в результате успешной посадки на ее поверхность станции «Венера-4» изучена лучше, чем атмосфера Марса. Известно, что основная масса ее атмосферы состоит из углекислого газа. Имеются следы атомарного и молекулярного кислорода. Ранее предполагалось [22], что основная масса атмосферы Венеры (~80%) состоит из азота. Это предположение косвенно подтверждалось — в спектре Венеры пулковский астроном

Н. А. Козырев нашел азот (см. «Moscow News» от 31 марта 1962 г.). Наконец, в 1963 г. сотрудник Крымской астрофизической обсерватории АН СССР В. Прокофьев обнаружил в верхних слоях венерианской атмосферы молекулярный кислород. Замеры, произведенные во время посадки на поверхность Венеры советской станции «Венера-4», показали, что кислород в ее атмосфере действительно есть, но содержится его меньше одного процента. Что же касается азота, то там пока не обнаружено даже его следов.

О наличии в атмосферах Марса и Венеры ионизованных частиц высказано несколько соображений. Предполагается, что

в ионосфере Марса плотность ионов каждого знака составляет примерно  $9 \cdot 10^4$  частиц/см<sup>3</sup> на высоте 123 км и  $2 \cdot 10^4$  частиц/см<sup>3</sup> на высоте 95 км, а для Венеры —  $10^9$  частиц/см<sup>3</sup>, т. е. в  $10^4$  раз больше, чем у Земли [21]. Так называемая ионосферная модель венерианской атмосферы предполагает еще большую ионизацию, однако эту модель сейчас не считают не только окончательно установленной, но и предпочтительной.

### § 2.3. Динамические характеристики атмосферы Земли и параметры переноса в ней

**Ветры восходящие токи.** Из всего сложного комплекса проблем, связанных с изучением циркуляции атмосферы, остановимся только на некоторых характеристиках ее горизонтальных течений (ветров) и восходящих токов. Циркуляционные течения

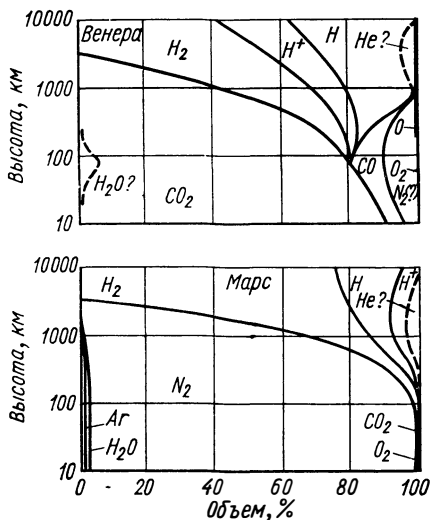


Рис. 2.26. Изменение состава атмосфер Марса и Венеры по высоте.

в атмосфере изучаются главным образом для целей метеорологии. При полете современных летательных аппаратов ветровые нагрузки нежелательны, однако кинетическая энергия движущихся масс воздуха зачастую бывает довольно велика и в принципе ее можно использовать для перемещения летательного аппарата. Профили вероятных ветров (горизонтальных перемещений воздушных масс относительно поверхности Земли) представлены на рис. 2.27. Вероятность возникновения максимальной силы ветра составляет

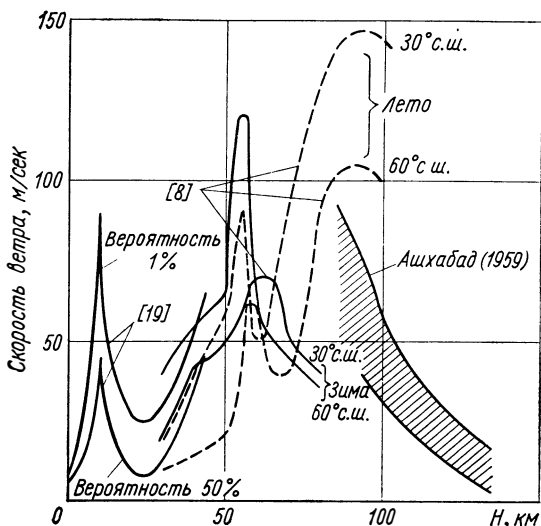


Рис. 2.27. Профили ветров в земной атмосфере.

для северного полушария 1%. Нижний предел по скорости ветра характеризуется вероятностью 50%. Интересно отметить, что очень сильные ветры характерны для ионосферных высот. В значительной степени сила ветров и их продолжительность связаны с вязкостью атмосферы. Определение величины вязкости представляется весьма важным (рис. 2.28) для аэродинамических расчетов.

Вертикальные токи, как правило, возникают под кучевыми облаками, но нередко и на больших высотах. Кинетическая энергия этих токов иногда бывает очень большой. Известен, например, случай, когда парашютист, сброшенный с самолета на высоте 800 м, был занесен восходящим потоком на высоту около 3000 м и продержался в воздухе около двух часов вместо предполагавшихся двух минут [52]. Если суммарный вес парашютиста с парашютом 100 кг, а произведение коэффициента сопротивления на площадь парашюта равно 100 м<sup>2</sup>, то получим для случая равновесного висения на высоте 2000 м скорость вертикального потока

$$v_{\text{верт}} = 4,55 \text{ м/сек}$$

и кинетическую энергию этого потока

$$E_k = 2,3 \text{ кал/кг} \approx 12 \text{ дж/м}^3.$$

Интересна, но почти не изучена количественно такая характеристика атмосферы, как ее утечка в мировое пространство за счет давления солнечных лучей. Это явление было обнаружено еще в 1803 г. немецким естествоиспытателем А. Гумбольдом, однако правильно истолковано оно было только в сороковых годах нынешнего столетия благодаря работам советских ученых И. Астаповича и В. Фесенкова.

Утечка газа из земной атмосферы может быть оценена только довольно приближенно. Она составляет около  $0,15 \text{ Т/сек}$ , т. е.

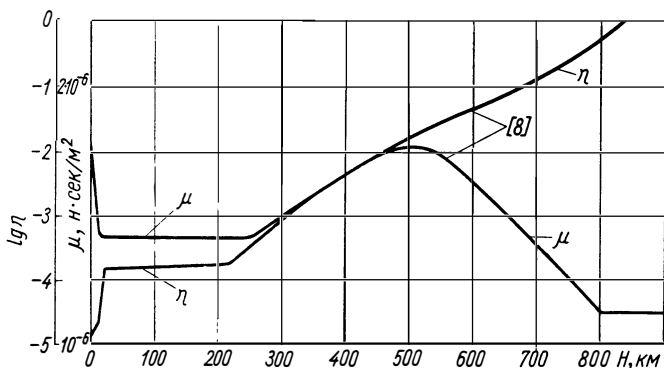


Рис. 2.28. Кинематическая и динамическая вязкость атмосферы.

практической опасности для человечества не представляет, так как полная масса земной атмосферы равна  $5,3 \cdot 10^{15} \text{ Т}$ .

**Длина свободного пробега.** В § 2.1 приведена среднекинетическая температура атмосферы. Температура характеризует среднюю скорость движения молекул. Существуют величины, которые определяются одновременно двумя параметрами атмосферы: средней скоростью молекул и плотностью. Эти величины — длина среднего свободного пробега

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{2}n\sigma},$$

где  $n$  — число частиц в  $1 \text{ см}^3$  (число Лошмидта);  $\bar{\sigma}$  — эффективное сечение взаимодействия молекул газа (табл. 2.5), и пропорциональная  $\bar{\lambda}$  величина — среднее время между двумя соударениями

$$\bar{\tau} = \frac{\bar{\lambda}}{v}.$$

Груднее всего определить величину эффективного сечения взаимодействия молекул, атомов и ионов  $\bar{\sigma}$ . Для расчета сечения

взаимодействия атомов, молекул или заряженной и незаряженной частицы можно воспользоваться приближенной формулой

$$\bar{\sigma} = \pi (r_1 + r_2)^2,$$

где  $r_1$  и  $r_2$  — радиусы взаимодействующих частиц.

Взаимодействие заряженных частиц подчиняется более сложным законам. При расчете эффективных сечений взаимодействия атмосферных ионов можно применять приближенную формулу

$$\bar{\sigma}_{ei} = \frac{4 \cdot 10^{-5} q_i^2}{T_i^2},$$

(где  $q_i$  — заряд иона по отношению к заряду электрона, например для однозарядного иона или электрона  $q = 1$ ), которая после замены  $T_i$  на  $T_e$  годна для расчета сечений взаимодействия ионов с электронами ( $T_i$  и  $T_e$  — соответственно ионная или электронная температура).

Для расчета взаимодействия электронов с электронами применяется формула

$$\bar{\sigma}_{ee} = \frac{6 \cdot 10^{-5}}{T_e^2}.$$

Величина  $\bar{\lambda}$  для атмосферы Земли в зависимости от высоты приведена на рис. 2.29. Здесь же даны предельные значения  $\bar{\lambda}$  для атмосферы Марса.

**Электропроводность.** Очень важная характеристика атмосферы с точки зрения практического использования внешних ресурсов — электропроводность или проводимость. Особенностью этой характеристики является ее неизотропность из-за наличия у Земли внешнего магнитного поля [53]. На рис. 2.30 приведены наиболее вероятные области изменения по высоте трех компонент проводимости: продольной  $\sigma_{\text{прод}}$  (вдоль магнитных силовых линий), поперечной  $\sigma_{\text{попер}}$  (поперек магнитных силовых линий) и холловской  $\sigma_x$ .

Для атмосферы Земли подвижность положительных  $\xi_+$  и отрицательных  $\xi_-$  зарядов различна. Отношение  $\xi_+/\xi_- = 1,22$  сохраняется приблизительно постоянным до высоты 20 км [3]. Суммарная проводимость атмосферы у поверхности Земли

$$\sum \sigma_i = \sum \sigma_{\text{прод}i} + \sum \sigma_{\text{попер}i} + \sum \sigma_{x_i} = 2,3 \cdot 10^{-14} \frac{1}{\text{ом} \cdot \text{м}},$$

причем суммирование производится по всем положительным и отрицательным компонентам. Заметим также, что если бы у Земли не было магнитного поля, то величины проводимостей  $\sigma_{\text{попер}}$  и  $\sigma_x$  были бы больше на пять порядков [54].

Проводимость для заряженных компонент можно вычислить по формуле [55].

$$\sigma_i = \frac{n_{oi} q_i^2 \bar{\tau}_i}{m_i},$$

где  $n_{oi}$  — концентрация заряженных частиц данной группы в  $1 \text{ см}^3$ ;  $q_i$  — заряд этих частиц;  $m_i$  — их масса, а  $\bar{\tau}_i$  — среднее

время между двумя соударениями. Более подробно о проводимости и других эффектах в космической плазме изложено в работах [56, 57].

Естественно, что проводимость атмосферы меняется в зависимости от времени года и суток, от активности Солнца.

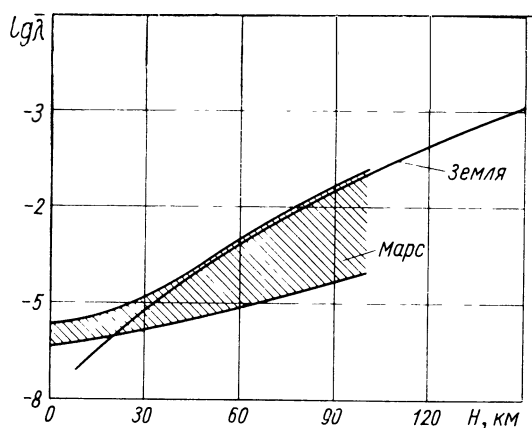


Рис. 2.29. Зависимость средней длины свободного пробега частиц в атмосфере Земли и Марса от высоты.

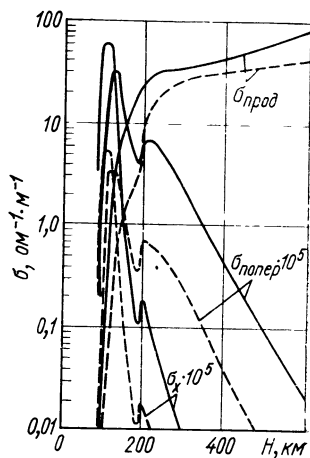


Рис. 2.30. Продольная, поперечная и холловская компоненты проводимости земной атмосферы:

— день; — — — ночь.

Полет летательного аппарата в атмосфере или космической среде приводит к ее возмущению, в частности к изменению проводимости из-за дополнительной ионизации. Важно знать, например, изменение проводимости атмосферы за ударной волной

### Эффективные сечения взаимодействия различных компонентов

Радиусы сталкивающихся частиц, см	e	O <sup>+</sup>	O	O <sub>2</sub>
$r_e = 2.10 \cdot 10^{-13}$	$4 \cdot 10^{-10}$	$4 \cdot 10^{-10}$	$1,36 \cdot 10^{-16}$	$2,74 \cdot 10^{-15}$
$r_{O^+} = 0,6 \cdot 10^{-8}$	—	$4 \cdot 10^{-10}$	$2,49 \cdot 10^{-16}$	$2,85 \cdot 10^{-15}$
$r_O = 0,66 \cdot 10^{-8}$	—	—	$2,72 \cdot 10^{-16}$	$2,88 \cdot 10^{-15}$
$r_{O_2} = 2,96 \cdot 10^{-8}$	—	—	—	$5,48 \cdot 10^{-15}$
$r_{N^+} = 0,547 \cdot 10^{-8}$	—	—	—	—
$r_N = 0,7 \cdot 10^{-8}$	—	—	—	—
$r_{N_2} = 3,16 \cdot 10^{-8}$	—	—	—	—
$r_{H^+} = 2 \cdot 10^{-13}$	—	—	—	—
$r_H = 0,31 \cdot 10^{-8}$	—	—	—	—
$r_{H_2} = 2,18 \cdot 10^{-8}$	—	—	—	—

(скачком уплотнения). Повышение ионизации за скачком и, следовательно, увеличение проводимости может оказаться полезным при заборе внешней среды с помощью магнитного или магнито-гидродинамического входного устройства. В последнее время сделаны попытки оценить электропроводность за скачком для атмосферы Марса, которая оказалась меньше, чем электропроводность за скачком в атмосфере Земли [58].

Необходимо, наконец, отметить, что для описания переноса электрических зарядов в атмосфере Земли такой характеристики, как проводимость, недостаточно.

Электрический ток, возникающий в плазме, можно определить по формуле

$$I = E_{\text{прод}} \sum \sigma_{\text{прод}i} + E_{\text{попер}} \sum \sigma_{\text{попер}i} + \frac{(\mathbf{B} \cdot \mathbf{E})}{|\mathbf{B}|} \sum \sigma_{x_i},$$

где  $E_{\text{прод}}$  и  $E_{\text{попер}}$  — соответствующие компоненты вектора напряженности электростатического поля  $\mathbf{E}$ ;  $\mathbf{B}$  — вектор магнитной индукции. Из рис. 2.30 видно, что  $\sigma_x$  примерно в 100 раз меньше  $\sigma_{\text{попер}}$ .

Рассмотрим в качестве примера только вертикальные движения заряженных частиц (в дальнейшем это будет необходимо для определения вертикальной компоненты  $E_{\text{попер}}$ ). Таким образом, имеем

$$I_{\text{верт}} = E_{\text{попер}} \sum \sigma_{\text{попер}i} = E_{\text{верт}} \sum \sigma_{\text{верт}i}.$$

Поскольку электрический ток можно представить как алгебраическую сумму произведений плотностей положительно и отрицательно заряженных частиц (учитываем только однозарядные частицы) на их усредненные скорости:

$$I_{\text{верт}} = n_i^+ \bar{v}_i - n_j^- \bar{v}_j,$$

Таблица 2.5

атмосферы ( $\text{см}^2$ ) при равновесной кинетической температуре  $300^\circ \text{K}$

$\text{N}^+$	$\text{N}$	$\text{N}_2$	$\text{H}^+$	$\text{H}$	$\text{H}_2$
$4 \cdot 10^{-10}$	$1,54 \cdot 10^{-16}$	$3,14 \cdot 10^{-15}$	$4 \cdot 10^{-10}$	$0,3 \cdot 10^{-16}$	$1,49 \cdot 10^{-15}$
$4 \cdot 10^{-10}$	$2,67 \cdot 10^{-16}$	$3,25 \cdot 10^{-15}$	$4 \cdot 10^{-10}$	$1,43 \cdot 10^{-16}$	$1,6 \cdot 10^{-15}$
$2,31 \cdot 10^{-16}$	$2,9 \cdot 10^{-16}$	$3,28 \cdot 10^{-15}$	$1,36 \cdot 10^{-16}$	$1,66 \cdot 10^{-16}$	$1,63 \cdot 10^{-15}$
$2,84 \cdot 10^{-15}$	$2,89 \cdot 10^{-15}$	$5,88 \cdot 10^{-15}$	$2,74 \cdot 10^{-15}$	$2,77 \cdot 10^{-15}$	$4,23 \cdot 10^{-15}$
$4 \cdot 10^{-10}$	$2,49 \cdot 10^{-16}$	$3,23 \cdot 10^{-15}$	$4 \cdot 10^{-10}$	$1,25 \cdot 10^{-16}$	$2,44 \cdot 10^{-15}$
—	$3,08 \cdot 10^{-16}$	$3,29 \cdot 10^{-15}$	$1,54 \cdot 10^{-16}$	$1,84 \cdot 10^{-16}$	$1,64 \cdot 10^{-15}$
—	—	$0,28 \cdot 10^{-15}$	$3,14 \cdot 10^{-15}$	$3,29 \cdot 10^{-15}$	$4,63 \cdot 10^{-15}$
—	—	—	$4 \cdot 10^{-10}$	$0,3 \cdot 10^{-16}$	$1,49 \cdot 10^{-15}$
—	—	—	—	$6 \cdot 10^{-17}$	$1,52 \cdot 10^{-15}$
—	—	—	—	—	$2,96 \cdot 10^{-15}$

то имеем

$$n_i^+ \bar{v}_i - n_j^- \bar{v}_j = E_{\text{верт}} (\sigma_{\text{верт}_i}^+ + \sigma_{\text{верт}_j}^-).$$

В частности, для электронов

$$n_e v_e = E_{\text{верт}} \sigma_e$$

или

$$\frac{v_e}{E_{\text{верт}}} = \frac{\sigma_e}{n_e} = \xi_e \approx 2 \cdot 10^4 \frac{\text{см/сек}}{\text{в/см}}.$$

Величину  $\xi_e$  называют подвижностью электронов.

**Подвижность легких и тяжелых заряженных частиц различна.** Это может приводить к возникновению электростатических полей в атмосфере и космическом пространстве. Значение подвижностей для различных заряженных компонентов атмосферы Земли приведено в табл. 2.6.

**Таблица 2.6**  
*Подвижности заряженных компонентов атмосферы Земли [3]*

Компоненты	Заряд	Подвижность, $\frac{\text{см/сек}}{\text{в/см}}$
Электроны	—	20 000
Легкие ионы	{ —	1,5
	{ +	1,3
Средние ионы	{ —	0,1
	{ +	0,003
Тяжелые ионы	{ —	0,003
	{ +	0,0001
Заряженные пылевидные частицы	{ —	$< 10^{-6}$
	{ +	

**Примечание.** С увеличением высоты подвижность заряженных частиц меняется примерно обратно пропорционально плотности атмосферы и на больших высотах обладает ярко выраженной анизотропией из-за наличия магнитного поля.

Существенная анизотропия подвижности и проводимости на больших высотах (до 1000 км) приводит, в сочетании с другими геофизическими факторами, к существованию поясов радиации — зон интенсивного движения заряженных частиц, заключенных в естественные ловушки, образованные земным магнитным полем (рис. 2.31).

**Пояса радиации.** Теоретическая возможность существования поясов радиации была известна давно [59, 60], однако их практическое открытие и тщательное изучение стали возможны только благодаря прогрессу в области космических исследований [61, 62].

В настоящее время считается, что у Земли три пояса радиации, причем наибольшей интенсивностью обладает внутренний (протонный) пояс, открытый учеными США, и средний (электронный), открытый учеными Советского Союза. Максимальная энергия

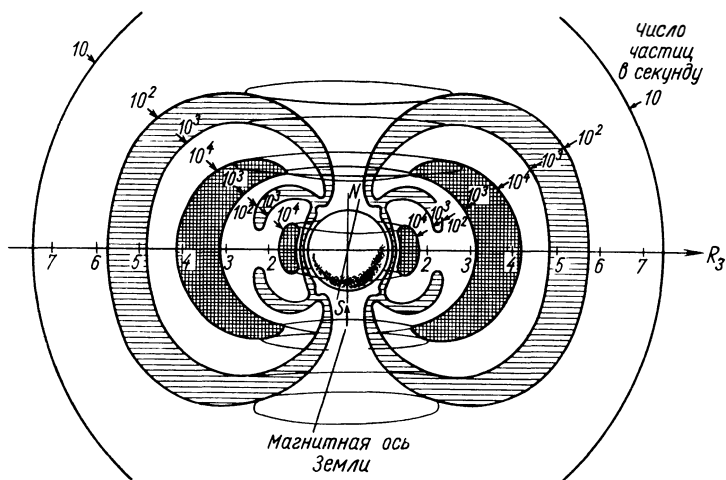


Рис. 2.31. Схема поясов радиации Земли.

частиц (интенсивность) протонного пояса наблюдается на высоте 3600 км [63]. Распределение частиц по энергиям  $E$  в пределах 80—700 Мэв на высоте 1200 км задается формулой

$$n(E) = 2,1 \cdot 10^3 E^{1,84} \text{ протон}/(\text{Мэв} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер}),$$

а интегральный спектр может быть подсчитан из соотношения

$$n(>E) = \int_E^{\infty} n(E) dE = 2,5 \cdot 10^3 E^{0,84} \text{ протон}/(\text{Мэв} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер}).$$

Интересная особенность внутреннего пояса — наличие протонов высокой энергии:

$$\text{электроны } E > 20 \text{ кэв}; I_n = 1,6 \cdot 10^{10} \text{ 1}/(\text{см}^2 \cdot \text{сек});$$

$$E > 600 \text{ кэв}; I_n = 6,3 \cdot 10^7 \text{ 1}/(\text{см}^2 \cdot \text{сек});$$

$$\text{протоны } E > 40 \text{ Мэв}; I_n = 2 \cdot 10^4 \text{ 1}/(\text{см}^2 \cdot \text{сек}).$$

В отношении объемных зарядов внутренний пояс считается квазинейтральным, а различие в плотности отрицательно и положительно заряженных частиц, замеренной при проведении космических экспериментов, объясняется тем, что существующие датчики не могут регистрировать потоки низкоэнергетических протонов. Можно, однако, заметить, что в последнее время в связи с успешными полетами американских спутников «Эксплорер», «Пионер-5» и особенно межпланетного аппарата «Маринер-2» была



выдвинута гипотеза о существовании у поясов радиации различных электростатических зарядов [64], так как только этим можно объяснить результаты замеров магнитного поля в межпланетном пространстве.

Второй и третий пояса радиации содержат высокоэнергетические электроны, но так как плотность атмосферы на этих высотах очень мала (максимум интенсивности второго пояса располагается на высоте 20—25 тыс. км), они мало интересны с энергетической точки зрения. С более полными последними данными о спектрах и составе поясов, а также с программой их дальнейшего изучения можно ознакомиться по отчету Академии наук США [65].

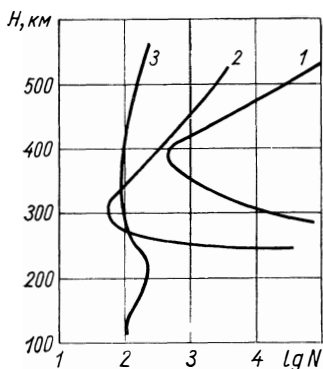
Сведения о дозах радиации, создаваемых поясами, а также величины потоков и энергетические спектры заряженных частиц в поясах приведены в работе [66].

Говоря о поясах радиации, необходимо описать их геометрию. В частности, дополняя рис. 2.31, следует отметить, что максимумы интенсивности поясов вращаются в плоскости эклиптики со скоростью

$$\omega = \Omega \cos i \text{ рад/сек},$$

где  $\Omega = 7,29 \cdot 10^{-5}$  рад/сек — скорость вращения Земли вокруг своей оси;  $i = 23^\circ 27'$  — угол наклона плоскости экватора к плоскости эклиптики.

Рис. 2.32. Зависимость количества заряженных частиц от высоты для атмосферы Марса по данным Янова (1), Данилова (2) и Чемберлена (3).



Внутренний пояс можно охарактеризовать, во-первых, энергией токового кольца (движением заряженных частиц в плоскостях, параллельных плоскости земного магнитного экватора), а во-вторых, энергией меридиональных движений частиц (от полюса к полюсу).

Существование токовых колец было предсказано теорией магнитного поля Земли, разработанной еще до начала космических исследований [59]. Сейчас ярко выраженное токовое кольцо обнаружено в зоне второго радиационного пояса по существованию минимума напряженности магнитного поля на высоте примерно 21 000 км [67].

На рис. 2.32 дана зависимость содержания заряженных частиц (электронов) для атмосферы Марса от высоты над поверхностью планеты.

В последнее время делаются попытки представить процессы циркуляции атмосфер Марса и Венеры на основе их энергетического баланса и принятых моделей [22]. Определяются и другие динамические и кинетические характеристики их атмосфер.

Из-за малой достоверности здесь эти характеристики не приводятся.

Ничего пока не известно о поясе радиации Венеры, так как не известно ее магнитное поле. Марс, как показали данные, переданные с межпланетной станции «Маринер», обладает весьма незначительным магнитным полем и почти не имеет поясов радиации.

## § 2.4. Магнитное поле Земли и межпланетного пространства

Земное магнитное поле впервые теоретически было описано в 1600 г., когда Вильям Джильберт предложил сравнивать его с полем точечного диполя, помещенного в центр планеты. В настоящее время наряду с теоретическими методами описания земного магнитного поля, которые нашли стройное обобщение в теории Гаусса, большое значение приобрели непосредственные измерения, проводимые на спутниках и космических ракетах.

Тем не менее дипольная теория как дающая первое приближение в величине напряженности магнитного поля применяется и сейчас. Считается, что Земля обладает дипольным магнитным моментом [3]:

$$M_d = 8,06 \cdot 10^{25} \text{ эрг/с} = 4\pi 8,06 \cdot 10^{15} \text{ вб} \cdot \text{м}.$$

Напряженность магнитного поля этого диполя для поверхности Земли определяется по формулам:

горизонтальная составляющая

$$H_{\text{гор}} = 0,315 \cos \varphi \text{ э};$$

вертикальная составляющая

$$H_{\text{верт}} = 0,630 \sin \varphi \text{ э},$$

где  $\varphi$  — магнитная широта.

Чтобы приближенно найти напряженность поля на расстоянии  $R$  от центра Земли, можно использовать формулу

$$H = \sqrt{H_{\text{гор}}^2 + H_{\text{верт}}^2} = \frac{8,06 \cdot 10^{25}}{R^3} \sqrt{1 + 3 \sin^2 \varphi} \text{ э},$$

которая для напряженности вдоль оси диполя дает выражение

$$H_{\text{верт}} = \frac{16,12 \cdot 10^{25}}{R^3} \text{ э}.$$

Заметим, что при описании земного магнитного поля до сих пор применяется система единиц СГС, а не СИ, т. е. напряженность поля выражается не в  $a/m$ , а в  $\text{э}$  ( $1 \text{ э} = \frac{1}{4\pi} 10^3 a/m$ ). Однако, поскольку даже в районе Курской магнитной аномалии поле не превышает  $2 \text{ э}$ , было бы выгоднее пользоваться меньшими единицами напряженности, например  $a/m$ . Большое распространение получила величина, равная одной стотысячной эрстеда и называемая гаммой ( $\gamma$ ).

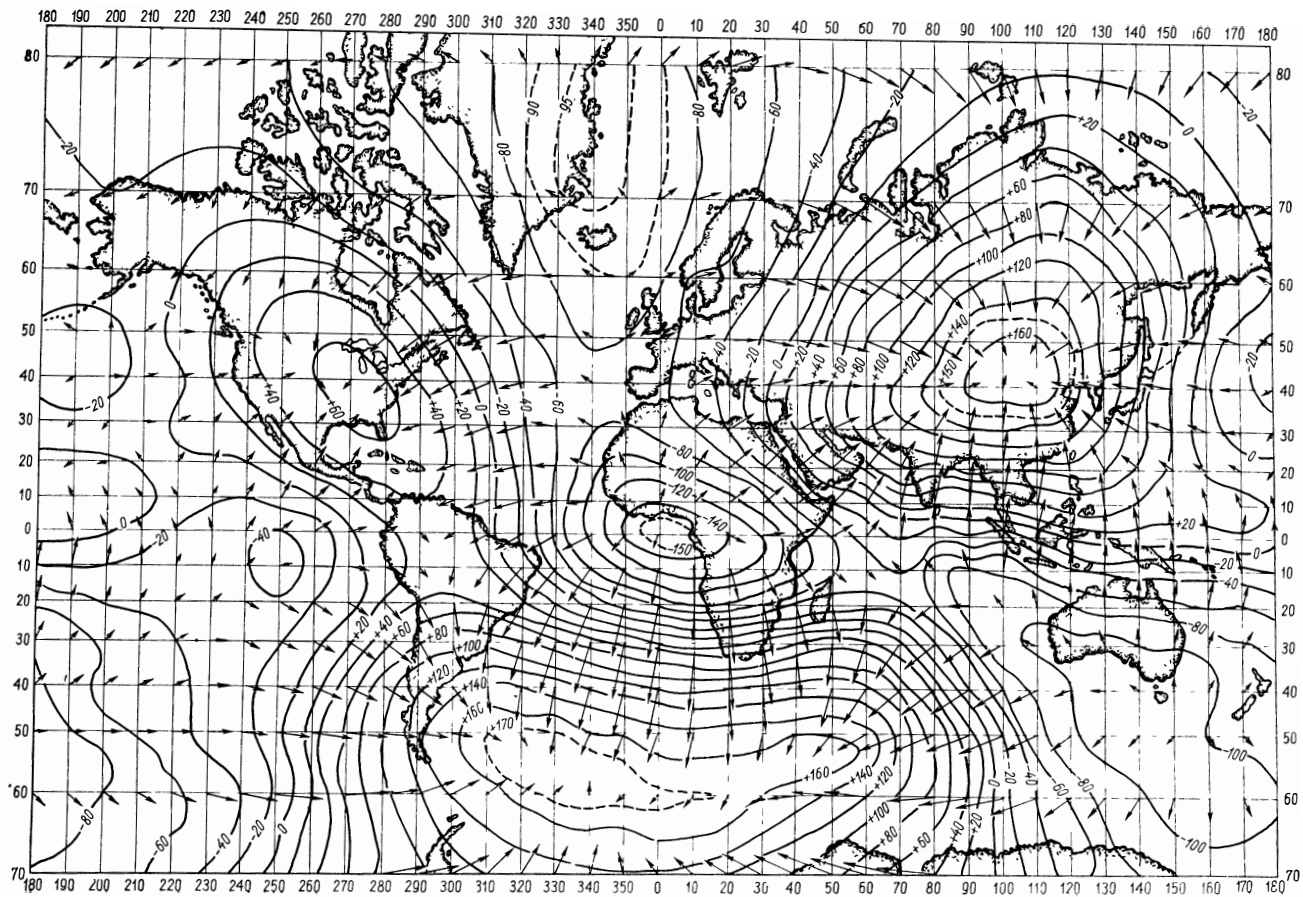


Рис. 2.33. Карта земного магнитного поля.

**Измеренное магнитное поле** Земли отличается от поля гипотетического диполя и меняется во времени, причем в результате длиннопериодических циклов его величина примерно за сто лет может измениться на 30%. Эксперименты ([68], стр. 921) показали также, что закон обратной пропорциональности кубу расстояния не соблюдается. В частности, американский спутник «Пионер-1» зарегистрировал соблюдение этого закона только на высотах между 3,7 и 7 земными радиусами. На рис. 2.33 приведена карта магнитного поля на поверхности Земли для

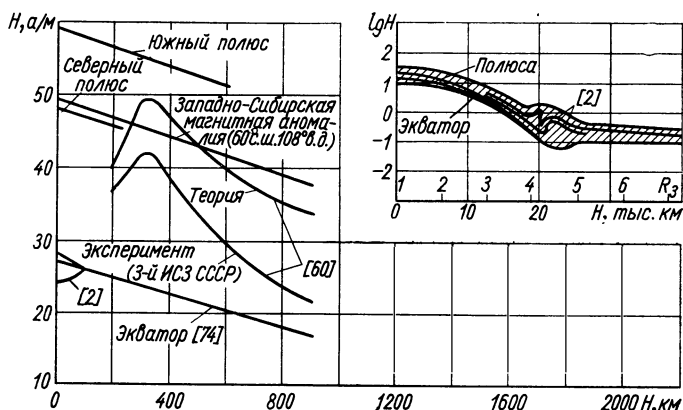


Рис. 2.34. Зависимость напряженности земного магнитного поля от высоты. Прямые линии — расчеты по дипольной методике. Значения на  $H = 0$  получены путем непосредственных измерений.

1945 г. Видно, что в действительности магнитное поле дипольного характера не имеет. На рис. 2.33 сплошные линии указывают вертикальную компоненту поля через интервал  $0,02 \text{ э}$ , а стрелки — горизонтальную.

В настоящее время разработаны довольно точные методы расчета и прогнозирования (для вековых или длиннопериодических вариаций) магнитного поля [69—71], отличающегося от дипольного, однако описание этих методов выходит за рамки данной книги. Очень большое значение имеют ведущиеся в настоящее время работы по объяснению источников магнитного поля, закономерностей и причин изменения его топологии и напряженности. Но с практической точки зрения нам будет важно знать только некоторые экспериментальные и теоретические результаты по определению напряженности и геометрии магнитного поля Земли, а также изменение этих его характеристик с течением времени.

На рис. 2.34 показано изменение полного вектора напряженности магнитного поля в зависимости от высоты над поверхностью Земли [2, 72—74]. Нарушение монотонности на высоте 20 тыс. км обусловлено наличием токового кольца во втором

радиационном поясе Земли. Из анализа данных для малых высот видно, что напряженность на Северном полюсе ниже, чем в районе Западно-Сибирской магнитной аномалии ( $60^\circ$  с. ш. и  $108^\circ$  в. д.),

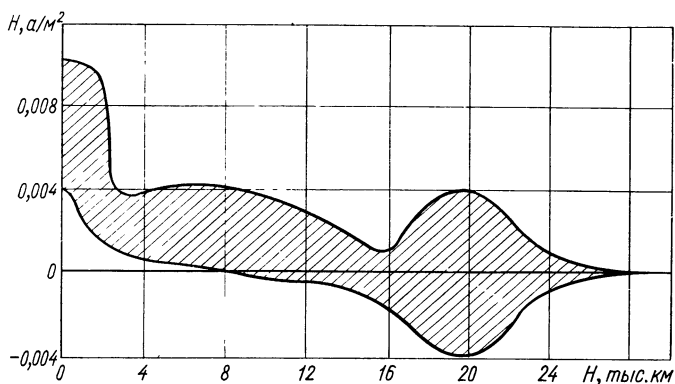


Рис. 2.35. Зависимость градиента напряженности земного магнитного поля от высоты.

расположенной в умеренных широтах территории СССР. Видно также, что напряженность поля для высот 200—300 км, подсчитанная по теории Гаусса, оказалась завышенной на 10—30%.

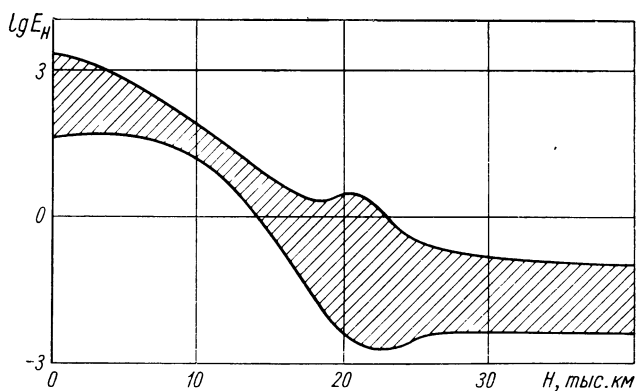


Рис. 2.36. Зависимость энергии земного магнитного поля от высоты.

На рис. 2.35 даны предельные значения другой важной характеристики — градиента напряженности в зависимости от высоты. Максимальный полный вектор градиента — на полюсах, а минимальный — в районе экватора.

**Плотность энергии магнитного поля**

$$\frac{E_M}{V} = \frac{\mu_0 u H^2}{2} \text{ дж/м}^3$$

с увеличением высоты убывает обратно пропорционально шестой степени расстояния \*. Значение плотности энергии магнитного поля в зависимости от высоты над поверхностью Земли представлено на рис. 2.36.

**Магнитное поле планет, Солнца и межпланетного пространства.** В настоящее время хорошо изучено только магнитное поле Земли. У Марса и Венеры существование магнитного поля предполагается, однако экспериментального подтверждения этого факта, как уже говорилось, сделано пока не было. Наоборот, полеты станций типа «Маринер» указывают на практическое отсутствие сколько-нибудь значительного поля у этих планет — правда, на очень больших расстояниях от их поверхности. Точно установлено, что Луна собственного магнитного поля не имеет, а магнитный фон межпланетного пространства составляет очень небольшую величину — около  $5\gamma$ .

Переход земного магнитного поля в межпланетное зависит от географических координат, так как магнитное поле сильно искривлено из-за солнечного ветра. Предполагается, в частности, что американский спутник «Пионер-1» зарегистрировал такой переход на высоте 13,6 земных радиусов [68], стр. 921). Интересно, что замечено межпланетное магнитное поле, как перпендикулярное плоскости эклиптики («Пионер-5»), так и в плоскости эклиптики («Маринер-2»), причем величина последнего оказалась равной  $2-10\gamma$  [64], а его направление — с севера на юг. Предполагается, однако, что вектор межпланетного магнитного поля лежит в плоскости эклиптики и имеет скалярную величину  $2-5\gamma$ , но может увеличиваться на порядок при солнечных вспышках. При этом происходит также увеличение плотности и скорости движения межпланетной плазмы.

Наибольшие магнитные поля в Солнечной системе, по-видимому, связаны с Солнцем, а точнее — с солнечными пятнами. Вблизи наружной поверхности солнечных пятен магнитное поле составляет  $5000-30\ 000 \text{ э}$  [75]. Среднее магнитное поле на поверхности Солнца предполагается равным примерно  $50 \text{ э}$  [76]. Было установлено («Маринер-2»), что напряженность магнитного поля Солнца уменьшается обратно пропорционально кубу расстояния от его центра [64]. При теоретическом описании магнитного поля Солнца используют гипотезу о магнитном диполе, однако это не всегда верно из-за наличия интенсивного магнитного поля солнечных пятен.

Напряженность поля в центре пятна определяют по формуле

$$H_0 \approx 540d^{1/2} \text{ э},$$

где  $d$  — видимый диаметр пятна,  $10^3 \text{ км}$ .

\* В этой формуле напряженность магнитного поля представлена в единицах СИ, т. е. в  $\text{а/м}$  ( $1\text{а/м} = 0,0126 \text{ э}$ ).

Распределение напряженности магнитного поля по диаметру пятна находят по формуле

$$H = H_0 \left( 1 - \frac{r^4}{b^4} \right) e^{-2\left(\frac{r}{b}\right)^2},$$

где  $r$  — радиальное расстояние от центра пятна;  $b$  — радиус внешнего края полутени [3].

Изучение земного, межпланетного и солнечного магнитных полей включает большое количество исследований по короткопериодическим вариациям. Но в данном параграфе эти исследования не отражены, поскольку для проблемы использования внешних ресурсов они имеют, по-видимому, второстепенное значение.

В частности, межпланетное магнитное поле, которое может, очевидно, в будущем использоваться для целей астронавигации, создается в основном Солнцем и имеет форму спиралей, вытянутых по направлению распространения солнечного ветра [77].

## § 2.5. Электростатическое поле Земли

Вопрос о существовании околоземного электростатического поля положительно решен только для высот 0—80 км. Известно, что Земля обладает поверхностным отрицательным зарядом [3]  $Q_s = 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ к/км}^2$ , причем ее общий заряд [78]  $Q_z = 0,57 \cdot 10^6 \text{ к}$ .

Электростатический заряд Земли, как космического тела пока точно не установлен. Известно только что электростатическое поле Земли имеет скорее всего тот же характер, что и поле сферического конденсатора, причем «обкладками» такого конденсатора (его емкость равна 0,05 ф) являются поверхность Земли и атмосфера на высоте около 80 км [79]. На этой высоте градиент потенциала практически равен нулю [3], а потенциал составляет примерно 300 000 в. На малых высотах характеристики электростатического поля следующие:

Высота над уровнем моря, км	0	1	2	5	10	15
Потенциал относительно поверхности Земли, $10^5 \text{ в}$	0	1	1,5	2,4	2,7	2,9
Градиент потенциала, в/м	130	50	30	15	4	1

Отсюда видно, что градиент потенциала быстро уменьшается с высотой.

Наличие градиента электрического поля (на поверхности Земли он колеблется в пределах от 0 до 1000 в/м) и проводимости

атмосферы (сопротивление между поверхностью Земли и атмосферными слоями на высоте более 20 км составляет 200 ом) приводит к существованию электрического тока, причем полный ток для всей Земли в условиях хорошей погоды равен 1500—1800 а. Известно также, что нормальный ток нарушается во время гроз, общее число которых составляет 2200 в год. Средний заряд вспышки молнии равен 16 к, а ее энергия —  $2 \cdot 10^{10}$  дж. Для возникновения молнии (средняя высота грозового разряда составляет 5,2 км) требуется разность потенциалов  $4 \cdot 10^9$  в. Это означает, что перед вспышкой молнии градиент потенциала довольно велик —  $0,77 \cdot 10^6$  в/м. Получается, таким образом, что Земля с окружающей ее атмосферой и магнитным полем является как бы природным генератором электрического тока, нагрузкой которого служит атмосфера и, возможно, земная кора, однако механизм возникновения электростатического потенциала изучен крайне недостаточно.

Имеющиеся теоретические и экспериментальные данные [80—82] можно выразить формулой [79], позволяющей очень точно определить значение среднего электростатического (ньютоновского) потенциала на высотах 0—70 км:

$$\varphi_3 = [26(1 - e^{-3,5H}) + 174(1 - e^{-0,23H})] \text{ кВ},$$

где  $H$  — высота, км.

Для поверхности Земли имеем

$$\varphi_3^{H=0} = -5,4 \cdot 10^5 \text{ кВ},$$

а для высоты 80 км  $\varphi_3^{H=80} = 200$  кВ (по другим источникам потенциал на этой высоте может составлять 300—400 кВ [83]).

Аналогичная эмпирическая формула существует и для определения градиента потенциала (напряженности электростатического поля)

$$E_3 = -[90e^{-3,5H} + 40e^{-0,23H}] \text{ в/м}.$$

Как уже говорилось, большой интерес представляет характеристика электростатического поля на высоте 100 км и выше. Этому вопросу было посвящено несколько теоретических работ [53, 84], а также предложение об экспериментальных замерах на искусственных спутниках и космических ракетах [85].

В настоящее время еще очень мало экспериментальных данных, поэтому оценим только вертикальную компоненту напряженности на высотах до 700 км по известным электронному току и электронной проводимости

$$E_3 = \frac{I_e}{\sigma_{\text{верт}}},$$

где  $I_e = \rho_e v_e$  — электронный вертикальный ток, равный произведению плотности электронов [32] на среднюю вертикальную скорость их движения [86];  $\sigma_{\text{верт}}$  — вертикальная проводимость ионосферы (см. рис. 2.30).



Для более строгого определения поля следовало бы учитывать и ионные токи, но для первого приближения этого не делают

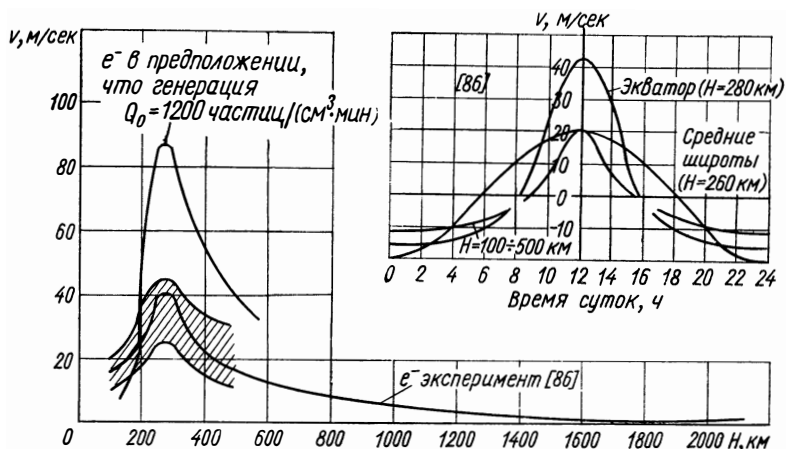


Рис. 2.37. Зависимость вертикальной скорости электронов в земной атмосфере от высоты.

[56], что совершенно неприемлемо для стационарных течений под действием градиентов давлений, так как переместившиеся вперед за счет очень большой подвижности электроны создадут максимальный градиент электростатического поля  $E_m$ , который при

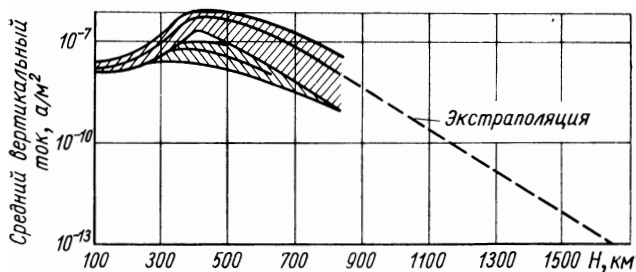


Рис. 2.38. Зависимость вертикальных электрических токов в атмосфере Земли от высоты:

▨ — восходящие дневные токи; ▩ — нисходящие ночные токи.

дальнейшем их движении увеличиваться не будет, а приведет к усиленному ускорению частиц, заряженных положительно. Это явление называется амбиполярной диффузией.

В наших оценках используются экспериментальные данные по плотности и вертикальной скорости электронов на экваториальных широтах (см. рис. 2.20 и 2.37), откуда можно получить данные по вертикальным электрическим токам (рис. 2.38). Зная

вертикальные токи, можно определить наивысшие значения напряженности электростатического поля (рис. 2.39). Поскольку скорости электронов, а следовательно, и вертикальные электрические токи в течение суток меняют направление, а кроме того, в это же время меняется концентрация электронов, электростатическое поле будет переменным (рис. 2.40). Величина градиента (или напряженности) электростатического поля получилась по расчетам довольно высокой\*. Это означает, что экспериментальная проверка будет очень важна, поскольку вертикальный градиент электростатического поля может явиться очень полезным внешним источником энергии. То же самое можно, естественно, сказать и о горизонтальных градиентах, наличие которых также предполагается [76, 84], но их период

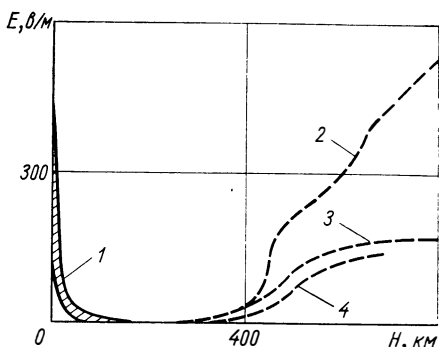


Рис. 2.39. Зависимость напряженности земного электростатического поля от высоты:

- 1 — эксперимент; 2 — экватор, полдень;
- 3 — экватор и средние широты, полночь;
- 4 — средние широты, полдень (пунктирные линии — ориентировочный расчет).

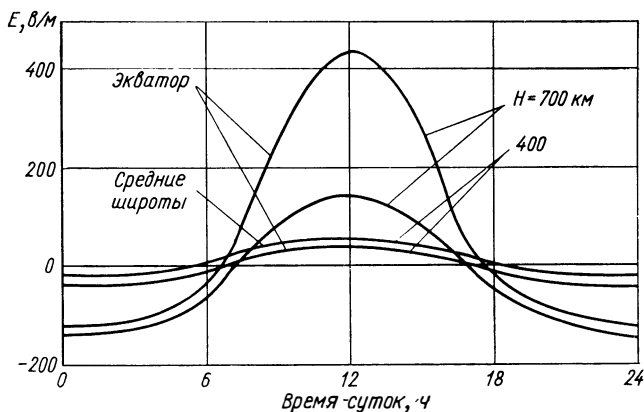


Рис. 2.40. Возможные суточные вариации земного электростатического поля.

изменения, по-видимому, очень мал — около 10 сек для электронов и порядка 400 сек для протонов [87].

\* В Нигерии (западная Африка) было замечено возникновение утром и исчезновение к вечеру следующей аномалии. Во время пыльных бурь по-видимому, из-за нагрева почвы и воздушной турбулентности, напряженность электростатического поля достигает 4500 в/м, причем атмосферные слои несут не обычный положительный, а отрицательный заряд.

**Горизонтальное электростатическое поле** может возникать из-за несовпадения магнитной оси и оси вращения намагниченного космического тела. Такими телами, как известно, являются Земля и Солнце. В данном случае будем говорить не о горизонтальных градиентах, а о тех, которые совпадают с направлением магнитных силовых линий.

Для Земли имеем:  
вектор вращения

$$\omega = 7,29 \cdot 10^{-5} \text{ рад/сек},$$

магнитный момент диполя

$$M_d = 8,06 \cdot 10^{25} \text{ эрг/гс.}$$

угол между

$$M_d \text{ и } \omega \theta = 18^\circ,$$

радиус  $R_3 = 7 \cdot 10^8 \text{ см.}$

Электростатическое поле, индуцируемое вращающейся Землей, определяется из соотношения

$$E_3 = \frac{1}{cr} [R [\omega M]],$$

где  $c$  — скорость света,  $R$  — радиус-вектор.

Абсолютную величину поля находят по формуле

$$E_3 = \frac{\omega M}{cr^2} \sin \theta \sin \alpha,$$

где  $\alpha$  — угол между  $R$  и осью  $x$ , перпендикулярной  $M_d$  и  $\omega$ .

**Вертикальный градиент** электростатического поля образуется, по-видимому, в результате развития электростатической неустойчивости квазинейтральной плазмы. Возможность возникновения этого эффекта для плазмы в сильном магнитном поле или для не электронейтральной в целом плазмы была показана теоретически [88, 89]. Также теоретически была установлена возможность возникновения периодических электростатических полей в электронной плазме — квазинейтральной в большом объеме [90]. Этот же эффект может наблюдаться и в плазме околоземного космического пространства [53, 84, 87]. В последнее время было показано, что теоретически объяснить полярные сияния наиболее точно можно только в том случае, если принять схему зарядового разделения (т. е. предположить возможность возникновения местных градиентов электростатического поля) в ионосфере [91]. Следует, однако, заметить, что вертикальные токи электронов создаются не только из-за градиентов давлений (нагрев земной атмосферы Солнцем), из-за «солнечного ветра» (плотность заряженных частиц, летящих от Солнца, составляет на высоте 400 км 100—600  $\text{частиц/см}^3$  [29]), перемещающего магнитное поле ближе к Земле (рис. 2.41), и из-за действия непосредственного давления от излучения Солнца. Одни эти факторы, очевидно, не смогли бы

привести к созданию ощутимых электростатических полей. Большое значение имеет генерация электронов из нейтральных частиц, механизмы которой рассмотрены в работе [86], где предполагается, что на высотах 200—600 км генерируется в среднем 1200 электронов в  $1 \text{ см}^3$  в 1 мин. Однако эксперименты показали, что эта величина либо сильно завышена, либо корпускулярный поток от Солнца имеет положительный заряд (см. рис. 2.37).

В последнее время начаты эксперименты по замерам земных электростатических полей на больших высотах [89, 92, 93]. Эти эксперименты показали, что на высотах 100—300 км существует нерегулярное электростатическое поле. Правда, не было точно измерено значение его вертикального градиента, однако было показано [93], что на высотах 100—140 км величина градиента меридионального электрического поля не меньше  $0,1 \text{ в/м}$ , что соответствует проводимости вдоль магнитных линий ( $\sigma_{\text{прод}}$ ), равной  $10^{-4} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ . В теоретических работах предполагается значительно большая проводимость (см. рис. 2.30) и значительно меньший градиент поля — всего  $10^{-3} \text{ в/м}$  [94]. Что же касается значения

$E = 0,1 \text{ в/м}$ , то оно представляется существующим только во время интенсивных полярных сияний. Можно предположить, что на высотах 100—140 км окажутся значительными градиенты электростатического поля, так как из теоретических соображений ([14], стр. 354) вытекает, что проводимость на высотах 90—140 км — наименьшая. Имеющиеся экспериментальные данные подтверждают сделанные ранее теоретические оценки наличия электростатических полей на больших высотах, но не дают пока возможности определить величину их напряженности.

**Электростатические поля в Солнечной системе** непосредственно не замерялись, однако результаты других космических экспериментов заставляют предполагать, что, например, пояса радиации имеют различные электростатические объемные заряды [64], а не электронейтральны, как думали раньше.

Некоторые эксперименты [68] подтверждают наличие электростатического поля выше поясов радиации. Отмечается, что это поле на орбите Земли имеет напряженность  $10^{-2} - 10 \text{ в/м}$  и связано с полем Солнца. Согласно работе [64], Солнце должно иметь большой отрицательный электростатический заряд. Важно также знать объемный заряд солнечного ветра, который, как это было видно выше, может оказаться положительным из-за преимущественного содержания в нем протонов и  $\alpha$ -частиц. Большие электро-

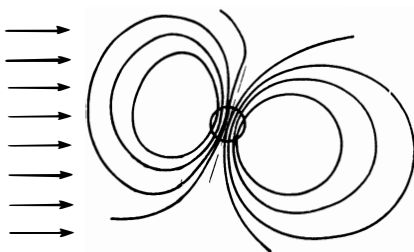


Рис. 2.41. Схема действия солнечного ветра на магнитное поле Земли.

статические заряды могут иметь и такие планеты, как Луна, Венера и Меркурий [64]. В частности, заряд Луны составляет  $3,85 \cdot 10^{-3}$  к, а потенциал на ее поверхности равен  $+20$  в [95]. Этот потенциал, так же как и лунная «атмосфера» ( $10^3$  атомов/см<sup>3</sup>), обусловлен фотоэлектронами.

В последнее время изучается гипотеза о разрядах в Галактике, обусловленных наличием электростатических полей, которые, так же как и в кучевых облаках, могут разделяться и скапливаться в разных точках пространства. Однако если полное время разрядки кучевого облака составляет  $10^2$  сек, то разрядка в атмосфере Солнца длится примерно  $10^8$  сек, т. е. около 3 лет. Делается предположение, что время накопления атмосферы Солнца зарядов и последующая разрядка определяют одиннадцатилетний цикл солнечной активности. Время электростатического разряда в Галактике составляет  $10^9 - 10^{10}$  лет. В работе [96] отмечается, что эти предположения позволяют построить теорию галактических форм.

Возможные разряды в Солнечной системе могут быть вызваны наличием корпускулярных потоков от Солнца. При этом было установлено, что плотность солнечного коронального газа составляет  $80$  атом/см<sup>3</sup>, а при вспышках она увеличивается до  $10^5$  атом/см<sup>3</sup> [95]. «Солнечный ветер» вблизи орбиты Земли характеризуется следующими параметрами:

Энергия ионов . . . . .	80—230 эв
Средняя энергия ионов . . . . .	500 эв
Плотность ионов обычная . . . . .	6—20 см <sup>-3</sup>
Плотность ионов при вспышках . . . . .	240—800 см <sup>-3</sup>
Скорость ионов . . . . .	560—690 км/сек

Высокоскоростные частицы — солнечные космические лучи — также, как и частицы солнечного ветра, движутся от Солнца по архимедовым спиральям. Вектор их скорости лежит в плоскости эклиптики под углом  $50^\circ$  к направлению Земля — Солнце [97].

## § 2.6. Электромагнитные излучения в Солнечной системе

**Излучение Солнца** ( $3,86 \cdot 10^{26}$  дж/сек) — основной источник электромагнитных излучений в солнечной системе.

Солнечная постоянная на орбите Земли, т. е. мощность энергии, падающей на площадку в  $1$  м<sup>2</sup>, перпендикулярную к солнечным лучам, составляет  $1,374$  квт/м<sup>2</sup>. При удалении от Солнца величина постоянной меняется обратно пропорционально квадрату расстояния до его центра. Так же обратно пропорционально квадрату расстояния меняется и давление солнечного излучения, которое на орбите Земли для полированной алюминиевой поверхности оценивается величиной  $0,83 \div 0,976 \cdot 10^{-6}$  кг/м<sup>2</sup> [98]. Естественно, что для поверхностей с другой отражательной способностью это давление будет иным.

Полная сила давления солнечных лучей на Землю составляет примерно 100 000 Т.

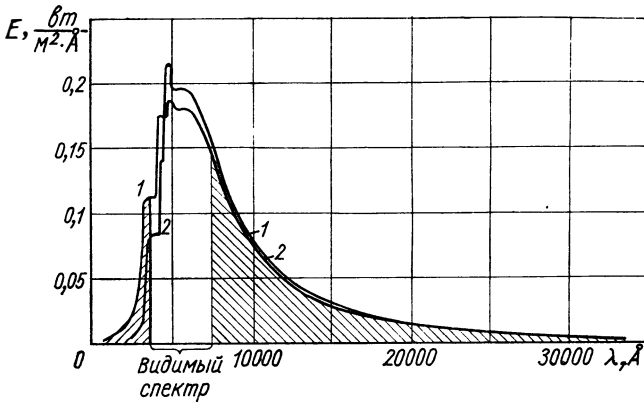


Рис. 2.42. Спектры излучения Солнца в космосе (1) и на поверхности Земли (2).

Спектры солнечного излучения на орбите Земли вне ее атмосферы и на поверхности Земли представлены на рис. 2.42. На рис. 2.43

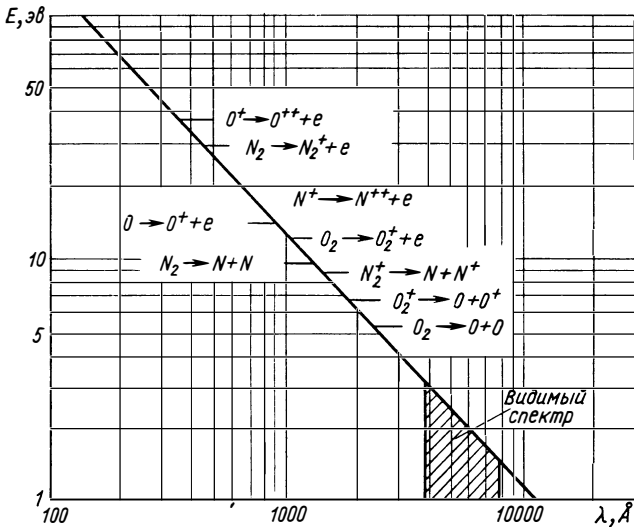


Рис. 2.43. Реакции диссоциации, вследствие которых атмосфера аккумулирует солнечную энергию.

приведены некоторые реакции, вследствие которых атмосфера Земли (это в некоторой степени относится и к атмосферам других планет) аккумулирует солнечную энергию.

**Другие электромагнитные излучения.** В табл. 2.7 приведены некоторые энергетические характеристики различных видов электромагнитных излучений (перпендикулярных плоскости детектора)

Таблица 2.7

*Энергетические характеристики электромагнитных излучений  
вблизи Земли*

Вид излучения	Поток энергии, дж·м <sup>-2</sup> ·сек <sup>-1</sup>	Объемное содержание энергии, дж/м <sup>3</sup>	Литература
Излучение Солнца во время вспышек	$3 \cdot 10^3$	$10^{-5}$	[14]
Излучение спокойного Солнца	$1,4 \cdot 10^3$	$0,467 \cdot 10^{-5}$	[14]
Излучение Земли в ночное время	$10^2$	$0,333 \cdot 10^{-7}$	[10]
Излучение полной Луны	$3,0 \cdot 10^{-3}$	$10^{-11}$	[10]
Инфракрасное свечение атмосферного радикала ОН	$1,9 \cdot 10^{-5}$	$0,63 \cdot 10^{-13}$	[10]
Видимое свечение атмосферы	$1,6 \cdot 10^{-5}$	$0,53 \cdot 10^{-13}$	[10]
Излучение космического водорода	$10^{-5}$	$0,333 \cdot 10^{-14}$	[10]
Космические лучи	$3,8 \cdot 10^{-6}$	$1,26 \cdot 10^{-14}$	[14]
Полный свет звезд	$1,8 \cdot 10^{-6}$	$0,6 \cdot 10^{-14}$	[10]
Полный поток ультрафиолетового излучения от туманностей ( $\lambda = 1225-1350 \text{ \AA}$ )	$10^{-7}$	$0,333 \cdot 10^{-16}$	[10]
Поток от наиболее яркого источника ультрафиолетового излучения (созвездие Ориона)	$2,0 \cdot 10^{-8}$	$0,66 \cdot 10^{-16}$	[14]

для условий заатмосферного ( $H \approx 2000 \text{ км}$ ) околоземного пространства.

Таким образом, Солнце — практически наибольший по мощности источник лучистой энергии. Излучение Земли может играть определенную роль только на недалеком от нее расстоянии. На большом расстоянии от Солнца, т. е. за пределами Солнечной системы, плотность лучистой энергии чрезвычайно мала.

Спектральные характеристики космического излучения в радио-диапазоне приведены на рис. 2.44 [99]. Пока не ясно, смогут ли когда-либо использоваться для практических целей эти чрезвычайно слабые источники внешней энергии.

**Искусственные лучевые источники.** Энергия, переданная на космический объект с Земли, Луны или с искусственного спутника, является по отношению к объекту также внешней. Проблема передачи энергии через космос включает необходимость создания мощного источника лучевой энергии в приемлемом для практического использования диапазоне длин волн. Этот диапазон определяется главным образом возможностями приемных антенн, а для источников, расположенных на поверхности Земли, еще и необходимостью избегать лишних потерь на атмосферное рассеяние и поглощение.

В табл. 2.8 приведены энергетические характеристики искусственных источников электромагнитных излучений, как существующих, так и перспективных.

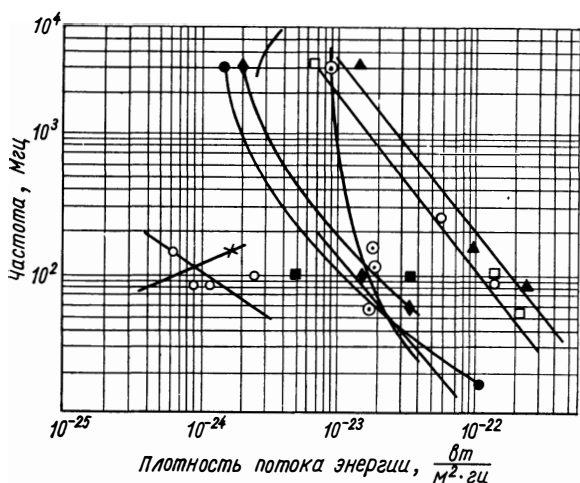


Рис. 2.44. Спектральные характеристики космического излучения в радиодиапазоне:

○ — Персей; × — Андромеда; ● — Дева; ◆ — Кентавр;  
 ⊙ — Телец; ▲ — Кассиопея; □ — Лебедь; ■ — Корма.

С точки зрения технического применения искусственных внешних источников лучистой энергии несомненный интерес представ-

Таблица 2.8

*Энергетические характеристики искусственных электромагнитных излучателей*

Тип излучателя	Поток энергии в луче, Дж·м <sup>-2</sup> ·сек <sup>-1</sup>	Объемное содержание энергии в луче, Дж/м <sup>3</sup>	Площадь луча, м <sup>2</sup>	Литература
Гипотетический гамма-лазер	10 <sup>14</sup> —10 <sup>16</sup>	10 <sup>6</sup> —10 <sup>7</sup>	10 <sup>-1</sup> —10 <sup>-2</sup>	[100]
Планотронные и магнетронные излучатели СВЧ	10 <sup>9</sup>	0,33	1—10	[102]
Параболические УКВ-излучатели:				
СССР (Академия наук)	0,7·10 <sup>9</sup>	2,3	377	[103]
Англия (Джодрел Бэнк)	0,6·10 <sup>8</sup>	0,2	4800	[103]
США (Морская лаборатория)	10 <sup>7</sup>	0,33·10 <sup>-2</sup>	32 000	[103]
Морской прожектор МСП-л45/2	0,8·10 <sup>6</sup>	0,27·10 <sup>-2</sup>	0,17	[104]
Ксеноновый источник ДКСШ-3000	2,6·10 <sup>5</sup>	0,87·10 <sup>-3</sup>	0,031	[105]
Лампа «Сириус»	1,51·10 <sup>5</sup>	0,503·10 <sup>-3</sup>	1	[106]



ляют первые четыре (см. табл. 2.8). При этом следует помнить, что эффективность такого способа приема летательным аппаратом внешней энергии определяется максимальным к. п. д. и минимальным весом принимающего устройства. В этом отношении наиболее перспективен лазер, излучение которого происходит в красной или в инфракрасной области спектра и поэтому почти не поглощается атмосферой Земли (рис. 2.45). Однако наиболее

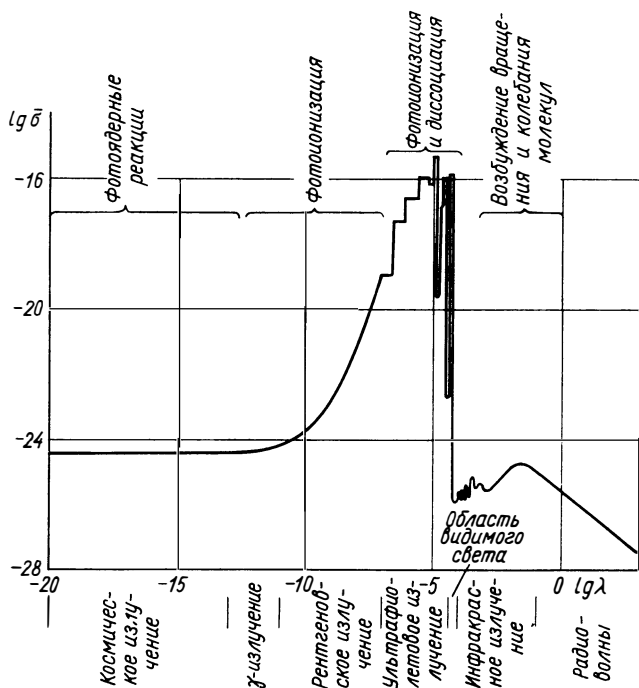


Рис. 2.45. Поглощение энергии различных частей электромагнитного спектра земной атмосферой.

значительным свойством лазера является почти полная когерентность излучения со всех точек излучающей поверхности и возможность таким образом остро фокусировать луч. Угол расходимости луча рубинового лазера составляет всего  $0,01^\circ$ , что означает возможность освещения на Луне поверхности диаметром  $\sim 40$  км выпущенным с поверхности Земли лучом мощностью всего  $\sim 1$  квт.

Лазер можно назвать преобразователем энергии будущего, так как в настоящее время еще очень мал к. п. д. перехода первичного излучения в когерентное (если не считать появившихся в последнее время полупроводниковых лазеров малой мощности, к. п. д. которых составляет несколько десятков процентов [101]) (рис. 2.46). Кроме того, пока не созданы эффективные приемники излучения, нет достаточно сильных источников света для

закачки лазера, не ясны конструктивные методы создания лазеров с поверхностями излучения в несколько квадратных метров.

Проблема передачи энергии на большие расстояния с помощью лазеров была бы значительно привлекательней, если бы удалось найти материал, преобразующий коротковолновое  $\gamma$ -излучение ядерных реакторов в доступное фокусировке излучение видимой части спектра. В последнее время наметилась возможность [100] непосредственной фокусировки  $\gamma$ -квантов (гамма-лазеры), однако пока еще далеко до практической реализации этого принципа, хотя он и таит в себе большие возможности.

Излучатели электромагнитной энергии в радиодиапазоне (параболические антенны и плантроны) дают сферическую расходящуюся волну, поэтому плотность потока излучаемой мощности выражается зависимостью

$$I_N = \frac{N_0 G S_a}{4\pi R^2},$$

где  $N_0$  — излучаемая мощность;  $G$  — коэффициент направленности действия антенны;  $S_a = \frac{\pi d^2}{8}$  — площадь рабочей поверхности антенны параболического излучателя;  $R$  — расстояние до зеркала;  $d$  — диаметр зеркала.

Как следует из формулы, потери энергии источника из-за расходимости луча довольно велики. Однако известно и другое: радиоволны слабо поглощаются и рассеиваются в атмосфере (см. рис. 2.45). Надежные приемные устройства и преобразователи этого вида энергии в настоящее время уже существуют.

Из того же рис. 2.45 видно, что малым суммарным сечением поглощения и рассеяния (практически равным геометрическим размерам ядер составляющих атмосферу компонентов) обладает жесткое электромагнитное излучение ( $\gamma$ -кванты).

В настоящее время интенсивных источников  $\gamma$ -квантов пока не создано, а  $\gamma$ -активные изотопные источники и реакторы деления дают слабое с точки зрения практического применения излучение, которое к тому же очень быстро рассеивается.

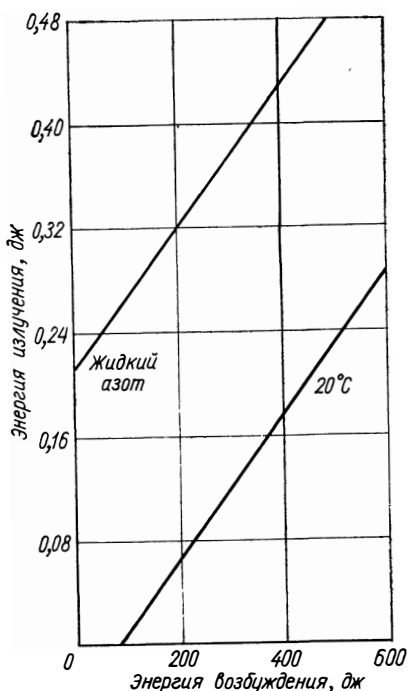
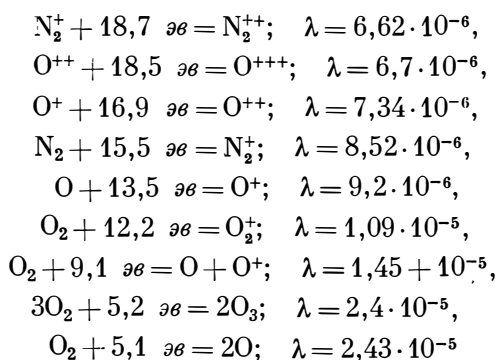


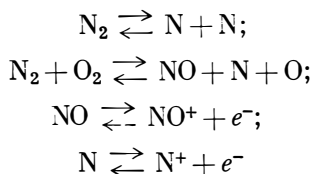
Рис. 2.46. Зависимость энергии излучения от энергии возбуждения лазеров.

Если удастся осуществить хорошо коллимированное интенсивное излучение  $\gamma$ -квантов [100], то процесс их рассеяния в атмосфере будет иметь совершенно иной характер [107], заключающийся в том, что нагрев воздушного столба в объеме луча будет приводить к боковой диффузии частиц воздуха и, таким образом, к уменьшению потерь излучения.

Это же самое утверждение справедливо и для ультрафиолетового излучения, для которого атмосфера практически непрозрачна (см. рис. 2.45). Важность этого факта, с одной стороны, заключается в том, что губительное для всего живого ультрафиолетовое излучение Солнца почти полностью задерживается еще в верхних слоях атмосферы. Это, однако, не означает, с другой стороны, невозможности передачи ультрафиолетового излучения с поверхности Земли в космос, тем более что таким видом излучения (причем довольно хорошо сфокусированным) обладают уже освоенные источники — плазмы с большой оптической плотностью [108]. Если энергия излучаемого плазмой электромагнитного потока достаточно велика, то реакции, за счет которых происходит его рассеяние:



( $\lambda = \frac{hc}{E}$  — длина волны электромагнитного излучения, см), а также тепловые реакции:



закончатся довольно быстро (практически за 0,05 сек), и в дальнейшем луч будет идти вдоль образованного им канала с минимальными (релеевскими) потерями [107]. Естественно, что при беспокойной атмосфере эти потери будут больше, так же как и в том случае, когда передача идет на движущийся объект.

## § 2.7. Некоторые характеристики межзвездного пространства

Приведенные в § 2.6 характеристики галактического фона электромагнитных излучений можно дополнить данными по содержанию магнитных полей и газовых компонент.

Галактический газ, средняя плотность которого [3] составляет  $0,6 \text{ частиц/см}^3$ , состоит в основном из водорода и, возможно, гелия и распределен крайне неравномерно. Основная его масса сосредоточена в галактической плоскости и имеет толщину около  $250 \text{ парсек}$  \* (диаметр Галактики равен  $25\,000 \text{ парсек}$ ). Но и в этой зоне газ распределен неравномерно — в спиральных рукавах (шириной до  $400 \text{ парсек}$ ) средняя его плотность равна примерно  $1 \text{ частиц/см}^3$ , а между рукавами — не более  $0,1 \text{ частиц/см}^3$ . Рукава не сплошные, а состоят из облаков с плотностью  $10\text{—}20 \text{ частиц/см}^3$  [56].

Водород на большом удалении от горячих звезд находится в основном в неионизованном состоянии, однако его проводимость довольно велика и может при характерных для этих областей масштабах дать значительные магнитогидродинамические эффекты.

Средняя напряженность межзвездного магнитного поля равна  $10^{-5} \text{ э}$  [3].

Межзвездное пространство характеризуется также наличием пыли, причем ее плотность равна  $1,4 \cdot 10^{-26} \text{ г/см}^3$ , а объемное содержание  $2 \cdot 10^{-13}$  пылинок в  $1 \text{ см}^3$ .

Сами пылинки имеют следующие средние характеристики [3]:

Температура . . . . .	$20^\circ \text{ К}$
Радиус . . . . .	$0,3 \text{ мкм}$
Плотность . . . . .	$1,1 \text{ г/см}^3$
Масса . . . . .	$10^{-13} \text{ г}$
Коэффициент преломления	$1,25$

Заметим, наконец, что в последнее время многими поддерживается гипотеза о том, что основная масса (энергия) Вселенной приходится не на описанные выше ее элементы, а на нейтрино [108]. Если история развития Вселенной шла таким образом, что начальная плотность  $\nu + \bar{\nu}$  (нейтрино + антинейтрино) была намного больше массы покоя всего водорода, то разделение на миры и антимирры оказывается вполне возможным, что не исключает наличия антивещества даже в нашей Галактике. Предполагается поэтому, что наряду с известной массой космического водорода и другого вещества, эквивалентных плотности энергии  $10^{-2} \text{ Мэв/см}^3$ , существует значительный энергетический фон, принадлежащий нейтрино и равный примерно  $2 \cdot 10^3 \text{ Мэв/см}^3$ .

\*  $1 \text{ парсек} = 3,084 \cdot 10^{16} \text{ м}$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. М с С о у М. What we know about the hyper-environments of Space. «Space-aeronautics», 1960—1961 (Research Development handbook).
2. Александров С. Г., Федоров Р. Е. Советские спутники и космические корабли. М., Изд-во АН СССР, 1961.
3. Аллен К. У. Астрофизические величины. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
4. Джастров Р. В сб. «Экспериментальное исследование околоземного космического пространства». М., Изд-во иностр. лит., 1961, стр. 174.
5. Harris J., Priestler W. J. Atmos. Sci., 19, No. 4, 286 (1962).
6. King-Hele G. D., Rees J. M. J. Atmos. and Terr. Phys., 25, No. 9, 495 (1963).
7. Harris I., Priestler W. The IUTAM International Symposium on the dynamics of satellites. 24/V 1962.
8. Кондратьев К. Я. Метеорологические исследования с помощью ракет и спутников. М., Гидрометиздат, 1962.
9. King-Hele G. D. Planetary and Space Sci., 11, No. 3, 61 (1963).
10. Хргиан А. Х. Физика атмосферы. М., Физматгиз, 1958.
11. Михневич В. В. В сб. «Искусственные спутники Земли». Вып. 17. М., Изд-во АН СССР, 1963, стр. 31.
12. Kallman. A preliminary model atmosphere based on rocket and satellite. Data Journ. of Geoph. Res. June (1954).
13. Похунков А. А. В сб. «Искусственные спутники Земли». Вып. 13. М., Изд-во АН СССР, 1962, стр. 110.
14. Чепман С. и др. Физика верхней атмосферы. М., Физматгиз, 1963.
15. Таблица стандартной атмосферы СА-62/проект. ГОСТ. Изд-во ЦАГИ, 1963.
16. Распределение основных термодинамических параметров атмосферы над северным полушарием (Приложение № 2 к ВСА-60). Изд-во БНФ, ЦАГИ, 1963.
17. Эрик К. Космический полет. Т. 1. М., Физматгиз, 1963.
18. Румянцев С. В. Исследование экономичности полета и скороподъемности самолетов с турбореактивными двигателями. М., Оборонгиз, 1958.
19. Бессерер К. У. Инженерный справочник по управляемым снарядам. М., Воениздат, 1962.
20. Истомин В. Г. Масс-спектрометрические исследования состава ионосферы Земли. Диссертация. М., 1961.
21. Келлог У., Саган К. Атмосферы Марса и Венеры. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
22. Шаронов В. В. Природа планет. М., Физматгиз, 1960.
23. Rassol S. I. AIAA Journal, 1, No. 1, 6 (1963).
24. Sohilling G. F. Engineering model atmosphere of Mars. Sympos. Dynamics Manned Lift. Planetary Entry, Philadelphia, Pa., New York — London, John Wiley and Sons, Ins., 68 (1963).
25. Kalcum E. H. Aviat. Week Space Technology, 78, No. 9, 30 (1963).
26. Geophysics Research Directorate, Handbook of Geophysics. The Macmillan Company. N. Y., 1960.
27. Ratcliffe J. A. J. Geophys. Res., 64, 2102 (1959).
28. Johnson F. S. Astronautics, VIII, 7, No. 8, 54 (1962).
29. Johnson F. S. J. Geophys. Res., 65, No. 9, 2571 (1960).
30. Rosen A., Farley T. A. J. Geophys. Res., 66, No. 7, 2013 (1961).
31. Berning W. W. J. Geophys. Res., 65, No. 9, 2589 (1960).
32. Nisbet J. S. J. Geophys. Res., 65, No. 9, 2597 (1960).
33. Грингауз К. И., Гдалевич Г. А. В сб. «Искусственные спутники Земли». Вып. 13. М., Изд-во АН СССР, 1962, стр. 89.
34. Микиров А. Е. Там же, стр. 97.

35. R u m i G. G. J. Atmos. and Terr. Phys., **23**, 101 (1961, 1962).
36. Г р и н г а у з К. И. В сб. «Искусственные спутники Земли». Вып. 12. М., Изд-во АН СССР, 1962, стр. 105.
37. A o n o Y., H i r a o K., M i g a z a k i S. J. of the Radio Research Laboratories, **9**, No. 46, 407 (1963).
38. Малкович М. С. и др. «Успехи физ. наук», **80**, 1, 93 (1963).
39. E d m i s t o n R. M. I. A. S. Paper, No. 29 (1962).
40. W h i r p l e F. L. Astronautics, **7**, No. 8, 10 (1962).
41. Назарова Т. Н. В сб. «Искусственные спутники Земли». Вып. 12. М., Изд-во АН СССР, 1962, стр. 141.
42. Р у с к о л Е. Л. Там же, стр. 145.
- 43а. Мороз В. И. Там же, стр. 151.
- 43б. Mc G r a c k e n C. W., A l e x a n d e r W. T. Smithsonian Contributions to Astrophysics, No. 7, 71, 83 (1963).
44. H i b b s A. R. J. Geophys. Res., **66**, No. 2, 371 (1961).
- 45а. Справочник химика. Т. 1. М.—Л., Госхимиздат, 1951.
- 45б. D e m e t r i a d e s S., L e e J. C. The use of free radicals for propulsion. SAE, J. No. 8, 60 (1958).
46. П а у ш к и н Я. М. Химический состав и свойства реактивных топлив. М., Изд-во АН СССР, 1958.
47. П е р е л ь м а н Р. Г. Двигатели галактических кораблей. М., Изд-во АН СССР, 1962.
48. V h o w m i k V. Phys. Rev., **89**, 327 (1953).
49. Фрадкин М. И. «Ж. эксперим. и теор. физ», **29**, 147 (1955).
50. Г р и г о р ь е в Н. Л. и др. В сб. «Искусственные спутники Земли». Вып. 10. М., Изд-во АН СССР, 1961, стр. 96.
51. B u r b i d g e G., H o y l e F. Sci. Amer., **198**, No. 4, 34 (1958).
52. Булавко А. Г., С ф о ч е н к о в Н. К. «Метеорол. и гидрология», № 7, 28, 1952.
53. S p r e i t e r J. K., B r i g g s B. R., J. Geophys. Res., **66**, № 6, 1731 (1961).
54. V o n e r W. G., M a r t y n D. F. Philos. Trans. Roy. Soc. London, 1954.
55. А р ц и м о в и ч Л. А. Управляемые термоядерные реакции. М., Физматгиз, 1961.
56. П и к е л ь н е р С. Б. Основы космической электродинамики. М., Физматгиз, 1961.
57. Д а н ж и Д ж. Космическая электродинамика. Перев с англ. М., Гостомиздат, 1961.
58. D a v i e s W. O. A I A A J., **1**, No. 2, 464 (1963).
59. Яновский Б. М. Земной магнетизм. М., Гостехтеориздат, 1953.
60. П у ш к о в Н. В. Магнетизм в космосе. М., «Знание», 1961.
61. В е р н о в С. Н., Ч у д а к о в А. Е. В кн. «Труды Международной конференции по космическим лучам». Т. 3. М., Изд-во АН СССР, 1960, стр. 608.
62. В а н А л л е н Д ж. А. В кн. «Труды Международной конференции по космическим лучам». Т. 3. М., Изд-во АН СССР, 1960, стр. 401.
63. S c h a e f e r H. J. Astronautics, **6**, No. 2, 39 (1961).
64. B a i l e y V. A. Nature, **199**, No. 4898, 1029 (1963).
65. A review of Space research, National Academy Sciences-National Research Council. Publication 1079, Washington, D. C., 1962.
66. И в а н о в В. И. и др. В сб. «Искусственные спутники Земли». Вып. 12. М., Изд-во АН СССР, 1962, стр. 35.
67. P a r k e r E. H. J. Geophys. Res., **65**, No. 10, 3113 (1960).
68. Proceeding of the First International Space Science Symposium, Jan. 11—16. North-Holland Publishing Co. Amsterdam, 1960, p. 1000.
69. Y e n K. C., G o n z a l e s V. H. J. Geophys. Res., **65**, No. 10, 3209 (1960).
70. M l o d n o s k y R. F., H e l l i w e l l R. A. J. Geophys. Res., **67**, No. 6, 2207 (1962).

71. Millman G. H. J. Geophys Res., 64, No. 7, 717 (1959).
72. Долгинов С. Ш. и др. «Геомagnetизм и астрономия», 2, № 6, 1061 (1962).
73. Долгинов С. Ш. и др. В сб. «Искусственные спутники Земли». Вып. 2. М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 50.
74. Cahill L. J. J. Geophys. Res., 64, No. 5, 489 (1959).
75. Гуревич Л. Э., Лебединский А. И. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 16, 832 (1946).
76. Терлецкий Я. Там же, 16, 403 (1946).
77. Крымский Г. Ф. «Геомagnetизм и астрономия», IV, № 6, 977 (1964).
78. Кошкин Н. И., Ширкевич М. Г. Справочник по элементарной физике. М., Физматгиз, 1962.
79. Краев А. П. Основы геоэлектрики. Ч. 1. М.-Л., Гостехиздат, 1951.
80. Лукина Л. В. К вопросу о происхождении электрического поля атмосферы. Диссертация. М., 1956.
81. Дрягин В. К. Вертикальный профиль градиента потенциала и плотности объемных зарядов аномального электрического поля в атмосфере. Диссертация. Л., 1960.
82. Имянитов И. М., Шифрин К. С. «Успехи физ. наук», LXXVI, 593 (1962).
83. Chalmers Alan J. Atmospheric electricity, Lond. Pergamon Press, 1957.
84. Spreiter J. R., Briggs B. K. J. Geophys Res., 66, No. 8, 2345 (1961).
85. Имянитов И. М. «Успехи физ. наук», 6, 267 (1957).
86. Chandra S. et al. J. Geophys Res., 65, No. 4, 1159 (1960).
87. Dungey J. W. J. Geophys Res., 68, No. 11, 3540 (1963).
88. Веденов А. А. и др. «Докл. АН СССР», 146, № 1, 65 (1962).
89. Fowler T. K. Phys. Fluids, 4, No. 11, 1393 (1961).
90. Некрасов Ф. М. «Ж. техн. физ.», XXXII, 663 (1962).
91. Staffregen W., Derblem H. Planetary and Space Sci., 9, 711 (1962).
92. Имянитов И. М., Шварц Я. М. В сб. «Искусственные спутники Земли». Вып. 17. М., Изд-во АН СССР, 1963, стр. 59.
- 93а. Гдалевич Г. Л. Там же, стр. 42.
- 93б. Имянитов И. М. и др. Там же, стр. 66.
94. Митра С. К. Верхняя атмосфера. М., Изд-во иностр. лит., 1955.
95. Singer S. F. Atmosphere Near the Moon, Advances Astronaut. Sci., 8, 531 (1963).
96. Bruce C. E. R. Engineer, 212, No. 5524, 946 (1961).
97. McGracken H. G. Trans. Amer. Geophys. Union, 44, No. 2, 447 (1963).
98. Electronics, 32, No. 17, 69 (1959).
99. Millman G. H. Space aeronautics, 35, No. 1, 124 (1961).
100. Зарецкий Д. Ф., Ломоносов В. В. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 48, 368 (1963).
101. Лендьял Б. Лазеры. М., «Мир», 1964.
102. Капица П. Л. Электроника больших мощностей. М., Изд-во АН СССР, 1957.
103. Кокони Г., Моррисон Ф. В сб. «Космос». М., Изд-во АН СССР, № 1, 1963, стр. 78.
104. Морские сигнальные прожекторы. Каталог. М., Судоимпорт.
105. ЦБТИ Мосгорсовнархоза. Л., 103215, 27 (1964).
106. ЦБТИ Мосгорсовнархоза, Т-10981, 12 (1961).
107. Sanger E. Zur Strahlungsphysik der Photonen Strahlantriebe und Waffenstrahlen. V. 1. Oldenburg — Munchen, 1957, p. 147.
108. Казневский В. и др. «Авиация и космонавтика», № 2, 14 (1963).
109. Понтекорво Б., Смородинский Я. Б. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 41, 239 (1961).

**ПРИНЦИПЫ  
ИСПОЛЬЗОВАНИЯ  
ВНЕШНИХ  
МАССОВО-  
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ  
РЕСУРСОВ**

Конструктивное воплощение тяговых систем, использующих внешние ресурсы, в значительной степени зависит не только от технической или эксплуатационной привлекательности, но также и от уровня подготовки или наличия вспомогательных средств. Более того, само по себе тяговое устройство может считаться перспективным и выгодным только в том случае, если оно дает выигрыш во времени полета, в энергетических затратах или в эксплуатационной надежности и простоте при выполнении космической задачи. При этом чаще всего принято сравнивать тяговые системы непосредственно по тяге, по удельной тяге (отношение тяги к секундному расходу бортовой массы), а также по удельному весу (отношение веса тяговой системы к тяге). В настоящее время эти параметры являются определяющими при описании и сравнении различных тяговых систем.

Полный ответ на вопрос об эксплуатационных преимуществах той или иной системы может быть дан только после тщательной конструктивной проработки, а в некоторых случаях — после проведения необходимых испытаний или даже опытной эксплуатации.

**§ 3.1. Методы использования атмосферы и космической среды**

*Аэростатическая сила*, которую иначе называют архимедовой, возникает из-за того, что атмосфера Земли имеет отрицательный вертикальный градиент давле-



ния. Численно архимедова сила равна произведению объема летательного аппарата на удельный вес атмосферы:

$$R_a = V_{л.а.} \cdot \gamma_n.$$

Архимедову силу следует учитывать при определении веса летательного аппарата, особенно когда последний имеет большой объем. В качестве примера можно указать рассматриваемые в работе [1] накопительные устройства, позволяющие ракете стартовать с пустыми или почти пустыми баками. Необходимо также учитывать архимедову силу и в обычных ракетах. Для американской ракеты «Сатурн-5» объемом около  $5880 \text{ м}^3$  [2, 3] эта сила у поверхности Земли составляет довольно значительную величину —  $7,1T$ , или  $0,21\%$  тяги двигателей.

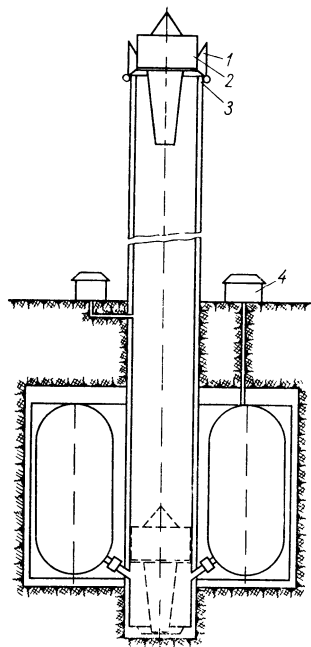


Рис. 3.1. Схема запуска из азростатической трубы:

1 — створки; 2 — ракета; 3 — ствол шахты; 4 — компрессорная.

Аэростатическую силу учитывают не только при определении вертикального тягового усилия. В некоторых проектах летательных аппаратов она служит основным источником тяги. Это катапультируемые снаряды, запускаемые из шахт с откачанной атмосферой [4]. Подъемная сила эквивалентна вертикальным градиентам давления, намного превышающим естественные (рис. 3.1), так как снизу на днище ракеты действует атмосферное давление или давление, искусственно поднятое выше атмосферного, а сверху давление более низкое, чем атмосферное, полученное в результате откачки.

Из большого объема воздух довольно легко откачивается эжекторным способом до давления  $0,25 \text{ кг/см}^2$ . Если на днище ракеты действует атмосферное давление, то к каждому квадратному метру днища прикладывается сила, равная  $7,5 T$ . Заметим теперь, что в пересчете на  $1 \text{ м}^2$  днища американские ракеты имели соответственно следующую величину тяги:

$$p_d = \frac{P}{s_d} T/\text{м}^2$$

«Сатурн-5» [2, 3] . . . . .	43,4
«Атлас Д» [5, 6] . . . . .	23
«Титан-1» [6] . . . . .	19,2
«Минитмен» [6] . . . . .	30,3
«Тор» [6] . . . . .	17
«Юпитер» [6] . . . . .	11,8
«Полярис А-1» [6] . . . . .	30,4

Поскольку время работы двигателей первой ступени превышает 100 сек, можно, казалось бы, сделать вывод о неконкурентоспособности рассматриваемого метода создания тяги, так как продолжительность действия силы (кроме того, что ее величина меньше) ограничена высотой шахты и не может, очевидно, превышать нескольких секунд. Важно, однако, что в этом случае ракета будет намного легче, так как она вообще не нуждается в первой ступени. При высоте шахты 500 м второй ступени ракетного снаряда «Титан» (масса 21,8 т, площадь дна 4,68 м<sup>2</sup>) можно сообщить скорость, равную 127 м/сек. Эта скорость пропорциональна квадрату диаметра дна.

Некоторое изменение конструкции ракеты, например только двухкратное увеличение ее диаметра, приведет к тому, что она будет иметь на выходе из шахты скорость 510 м/сек или число Маха  $M_n = 1,5$ . А этого вполне достаточно для запуска прямоточного двигателя. Напомним, что у баллистических ракет с обычным топливом на приобретение этой скорости затрачивается примерно 10% стартового веса (рис. 3.2), или около 15% веса бустерной ступени [7]. Из примера видно, что

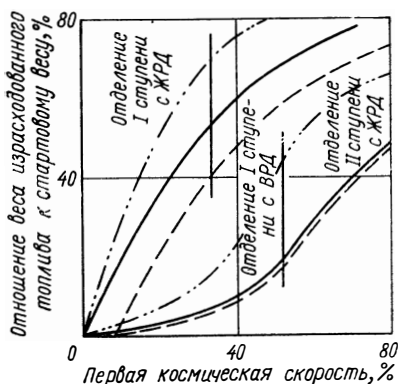


Рис. 3.2. Зависимость скорости ракеты от уменьшения ее веса: — · — · — керосин; — — — — водород; — — — — старт из шахты ракеты на керосине.

искусственная аэростатическая сила вполне применима к обычным летательным аппаратам («аппараты тяжелее воздуха»). Очевидно, что этим возможности подобной стартовой системы не исчерпываются. Существуют и другие схемы, в которых используется принцип артиллерийского орудия. Кроме того, давление на днище ракеты может создаваться не только мгновенным сгоранием пороховых газов, но и в результате нагнетания воды, воздуха или продуктов сгорания ЖРД. Уже сейчас применяются артиллерийские системы для экспериментов с небольшими летательными аппаратами, снабженными ракетными или воздушно-реактивными двигателями [8, 9].

Не исключена возможность использования архимедовой силы для вспомогательных целей в обычных системах типа аэростата. Такая система, например, применялась в английском проекте «Рокун». При эксперименте геофизическая ракета типа «Дикон» поднималась аэростатом типа «Скайхук» на высоту 20—25 км (рис. 3.3), а затем запускались ее основные двигатели [10]. Это упростило конструкцию ракеты и значительно снизило ее вес.

Недостатки такой системы — сложность запуска и практически одноразовое применение аэростата — могут быть устранены

созданием специальной аэростатной ступени многократного использования [11]. На рис. 3.4 показан тороидальный баллон,

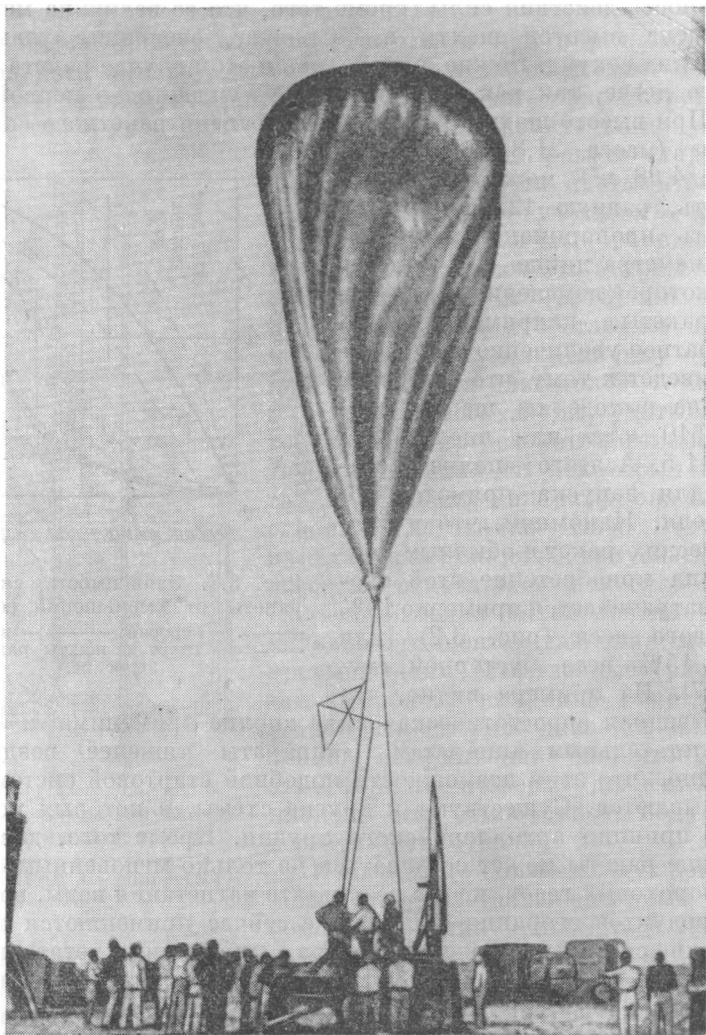


Рис. 3.3. Простейший аэростат, используемый в качестве первой ступени высотной геофизической ракеты.

спроектированный фирмой «Боинг Эйрплэйн» для запуска и транспортировки ракет со стартовым весом до 45 Т. Баллон имеет максимальный диаметр 95 м и минимальный 43 м. Он разделен на 16 отсеков общим объемом  $10^5 \text{ м}^3$ , выполненных из майларовой

пленки и наполняемых водородом или гелием. Внутреннее окно в торе также затянуто майларовой пленкой.

Проведенные фирмой исследования показали, что струя от двигателей ракеты не вызывает разрушения баллона, т. е. такая конструкция может выполнять роль многоразовой первой ступени. Высота, до которой поднимается ракета, равна 6 км. На этой же высоте она может транспортироваться со скоростью 120 км/ч, так как баллон имеет три шарнирно закрепленных двигателя мощностью 3400 л. с. каждый.

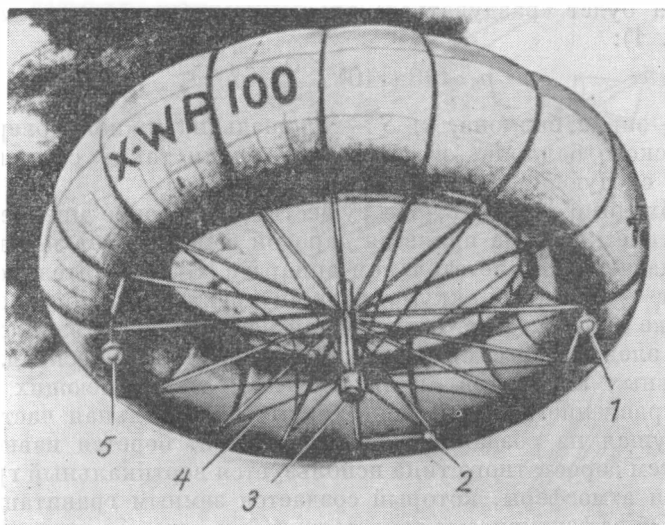


Рис. 3.4. Проект аэростатной первой ступени:

1 — гондола с метеорологическими приборами и радиолокатором; 2 — гондола с двигателем; 3 — контейнер с ракетой; 4 — алюминиевые трубы; 5 — гондола для команды.

Следует отметить, что К. Э. Циолковский доказал возможность создания цельнометаллического аэростата. Актуальность такого аэростата сохраняется и сейчас. Давление газа внутри жесткого баллона может быть меньше атмосферного — это улучшает характеристики аппарата, так как не требует обязательного применения водорода или гелия, но опасно из-за потери устойчивости (смятия) оболочки. Необходимо поэтому знать предельное значение перепада, при котором еще сохраняется устойчивость. Такой расчет приведен в работе [12]. Гибкие же конструкции аэростата требуют избытка внутреннего давления, минимальное значение которого определяется устойчивостью против воздействия различных возмущений [13]. Это означает, что необходим легкий, но в то же время прочный и газонепроницаемый материал. Такие материалы уже появились. Некоторые из них имеют прочные тканые основа-

ния с гофрированными заполнителями [14], другие выполнены на основе пластмассовых пленок (пластмассовых «фольг»). Например, полиамидная пленка ПК-4 может вполне заменить дорогостоящую аэростатную ткань «500», причем эта пленка не только обеспечивает хорошую герметичность и высокое качество склейки (последнюю можно проводить специальными сварочными автоматами [15]), но и в 34 раза дешевле аэростатной ткани [16].

Существует еще один метод облегчения аэростатических баллонов — металлизация поверхности [17] и сообщение ей электростатического заряда. В этом случае кроме внутреннего давления оболочка будет «раздуваться» электростатическими силами: (см. [17], гл. 1):

$$p_э = 18\pi \cdot 10^5 \left( \frac{Q}{S} \right)^2 \text{ н/м}^2,$$

где  $Q$  — заряд баллона,  $\kappa$ ;  $S$  — площадь наружной поверхности сферического баллона,  $\text{м}^2$ . Методы зарядки таких систем изложены в следующем параграфе.

Необходимо отметить, что существует неверное мнение, будто аэростатическая сила является даровой и не требует затрат энергии, запаасаемой на летательном аппарате. В действительности же аэростат — типичный аккумулятор внутренней или бортовой энергии (даже в том случае, если баллон не заряжается электростатическим электричеством). Это характерно практически для всех летательных аппаратов активного типа, т. е. имеющих то или иное управление. Важно лишь то, что значительная часть энергии, идущая на создание тягового усилия, берется извне. Так, для систем аэростатного типа используется вертикальный градиент давления атмосферы, который создается земным гравитационным полем. Об эффективности аэростатических летательных аппаратов говорит следующий факт: 20 июля 1958 г. корреспондент «Юнайтед Пресс Интернейшнл» передал из Миннеаполиса сообщение о запуске в США пластмассового аэростата с полезным грузом 225 фунтов (102 кг) на высоту  $1,3 \cdot 10^5$  футов (40 км). Это позволяет судить об огромных возможностях таких систем.

Следует отметить также большое вспомогательное значение аэростатов, которые могут оказаться незаменимыми при геофизических исследованиях [18], при создании систем спасения первых ступеней (заметьте, что надуваемые конструкции очень компактны в сложенном состоянии — надувной американский спутник «Эхо-2» диаметром 41,1 м размещается в контейнере диаметром всего 1,04 м [19]), при транспортировке ступеней на стартовую позицию или, в случае необходимости, транспортировки по воздуху спасенных ступеней или космических аппаратов.

Надувные конструкции можно также с успехом использовать для получения аэродинамических усилий, причем не только сил сопротивления, но и подъемных сил.

**Аэродинамические силы** наиболее эффективны в плотных слоях атмосферы, поэтому большинство проектов предусматривает

полезное использование аэродинамики только на первых ступенях тяговых систем [7, 20]. На рис. 3.5 показан вариант американского проекта крылатой первой ступени.

Величина аэродинамической силы определяется по формуле

$$R_a = V \sqrt{(C_x^2 + C_y^2)} q S_M,$$

где  $q = \frac{\rho v^2}{2}$  — скоростной напор;  $S_M$  — характерная (чаще всего — мидельная) площадь летательного аппарата. Могут суще-

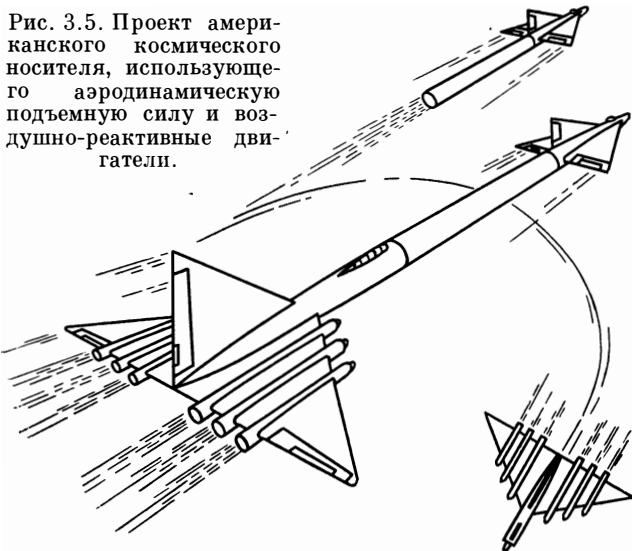


Рис. 3.5. Проект американского космического носителя, использующего аэродинамическую подъемную силу и воздушно-реактивные двигатели.

ствовать и побочные аэродинамические эффекты: действие боковых сил из-за несимметричности аппарата различных возмущений.

При нахождении  $R_a$  основная проблема, таким образом, состоит в определении  $C_x$  — коэффициента сопротивления и  $C_y$  — коэффициента подъемной силы. В настоящее время отдают предпочтение экспериментальному определению этих коэффициентов, так как они зависят от числа Маха, геометрии летательного аппарата, угла атаки и от числа Рейнольдса, т. е. представляют довольно сложную для аналитического выражения функцию. В некоторых частных случаях  $C_x$  и  $C_y$  можно получить и аналитически [21]. Так, для плоской бесконечной пластины в сверхзвуковом потоке ( $M_H \gg 1$ ) имеем [22]

$$C_y = \left\{ \frac{k+1}{2} + \sqrt{\left(\frac{k+1}{2}\right)^2 + \frac{4}{M^2 \alpha^2} + \frac{2}{k M^2 \alpha^2} \left[ 1 - \left(1 - \frac{k-1}{2} M \alpha\right)^{\frac{2k}{k-1}} \right]} \right\} \alpha^2;$$

$$C_x = C_y \operatorname{tg} \alpha,$$

где  $k = \frac{c_p}{c_v}$ ;  $\alpha$  — угол атаки, рад.

Значения  $C_x$  и  $C_y$  для круглых (в том числе оперенных) тел, включая и тела с кольцевыми или боковыми заборниками воздуха и внутренними проточными трактами, определены в работах [23—26]. Отмечается, в частности, что даже установка простого кольцевого обтекателя [27] в передней части корпуса ракеты (рис. 3.6) позволяет снизить аэродинамические потери при определенных скоростях полета на 20—30%. Подобный обтекатель — модификация кольцевого крыла, поэтому он должен дать заметное увеличение и подъемной силы.

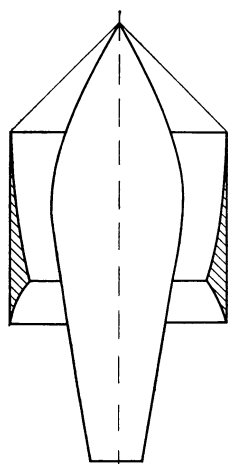


Рис. 3.6. Схема обтекателя, уменьшающего аэродинамическое сопротивление.

Эффективность использования аэродинамических усилий определяется аэродинамическим качеством — отношением  $K = \frac{C_y}{C_x}$ , которое для дозвуковых аппаратов может достигать значений 20—30. Для аппаратов, рассчитанных на большие числа  $M_n$ , качество значительно ниже [28]. С этим приходится мириться из-за существенного упрощения конструкции.

Для корпусов ракет, если последние представляют собой тела вращения, качество  $K$  при наивыгоднейших углах атаки составляет 0,1—1,25 [29]. Это позволяет надеяться, что у баллистических ракет, которые летят обычно с нулевым углом атаки, имеется резерв для увеличения дальности полета или полезной нагрузки [30], так как при  $K > 0$  действительная тяга  $R$  выше тяги двигателей  $R_d$  из-за добавки полезной подъемной силы:

$$R = \sqrt{(KX)^2 + R_d^2},$$

где  $X$  — аэродинамическое сопротивление. Следует, конечно, учитывать не только тяговую эффективность, но и эксплуатационные характеристики ракеты (управляемость, аэродинамический нагрев, прочность конструкции и т. д.).

Основным методом увеличения аэродинамической эффективности аппарата следует считать конструктивное совершенствование его формы и особенно применение несущих поверхностей.

Например, еще в 1944 г. в немецком ракетном центре Пеене-мюнде была спроектирована и изготовлена ракета А-4в (рис. 3.7), эффективность которой увеличивалась за счет использования подъемной силы крыльев [31].

В 1945 г. проведено два успешных запуска этой ракеты, которые показали, что использование несущих поверхностей — весьма эффективный способ увеличения дальности. Так, широко известная ракета V-2 (А-4) рассчитана на максимальную дальность полета 355 км при стартовом весе 12 493 кг, а ракета с несущими

поверхностями А-4в той же длины (14,02 м), того же максимального диаметра (1,7 м), с той же тягой двигателя (25 Т) и той же продолжительностью его работы (63 сек) при одинаковой удельной тяге (203 сек), но с несколько увеличенным стартовым весом (13 020 кг) имеет дальность полета 650 км. Иначе говоря, применение несущих поверхностей увеличивает стартовый вес (при одинаковом весе полезной нагрузки) всего на 7,4%, в то время как дальность увеличивается при этом на 83%, т. е. примерно в два раза!

В настоящее время наряду с предложениями повысить аэродинамическое качество за счет обычных аэродинамических форм (крыльев, плоских фюзеляжей, плоских связей осесимметричных тел и т. д.) создаются дискообразные летательные аппараты.

В Советском Союзе разработаны и построены планеры Дискoplan-1 (1950 г.) и Дискoplan-2 (1962 г.), показавшие хорошие аэродинамические и эксплуатационные характеристики при малых скоростях полета [32]. Исследования американских ученых [32] позволяют предположить, что дискообразная аэродинамическая форма будет хорошей и для больших сверхзвуковых скоростей.

В 1959 г. одним из авторов настоящей книги был рассмотрен гипотетический проект межпланетного дискообразного аппарата (рис. 3.8), представляющего собой диск диаметром 500 м, в центре которого размещена кабина с экипажем из 30—50 человек.

Четыре ядерноэнергетических блока обеспечивают создание тяги на всех участках полета аппарата, причем исключительно за счет использования внешних ресурсов массы (методы создания тяги рассмотрены ниже). Одновременно используются архимедова и аэродинамическая силы. Известен аналогичный проект аппарата, выполненный американской фирмой «Миннеаполис-Хонейвилл» [33], который позволяет доставлять в космос грузы весом до 50% стартового веса. Диаметр аппарата 600 м, высота 30 м. Предложенная конструкция не имеет отделяемых носителей, а вся целиком выводится в космос непосредственно с поверхности Земли, совершает дальний перелет с посадкой на планету, имеющую

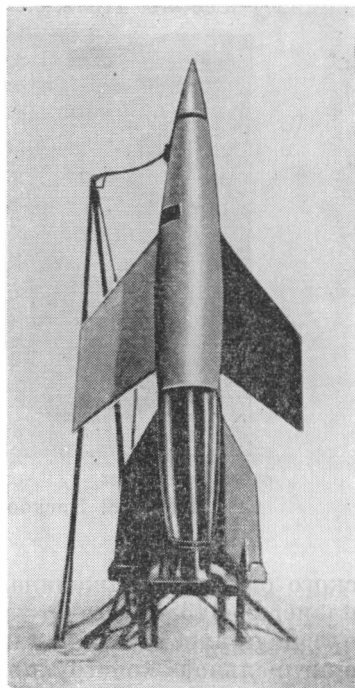


Рис. 3.7. Баллистическая ракета А-4в с использованием аэродинамической подъемной силы.



атмосферу (например, на Марс), и затем возвращается на Землю. Отмечается, что дискообразная форма аппарата наиболее удобна не только при взлете, но и при входе в плотные слои атмосферы и посадке. Характерно, что посадка дискообразного летательного аппарата существенных трудностей не представляет [34].

Что же касается изменения аэродинамической формы фюзеляжа, то примером подобного решения является вариант американ-



Рис. 3.8. Дискообразный летательный аппарат.

ского спутника «Джеминай» с качеством  $K = 0,25$  и бескрылый планер М-2 [35]. Следует также отметить, что спутник «Джеминай» предполагалось спасать с помощью парапланера — легкого крыла оригинальной конструкции, способного совершать как планирующий, так и парашютирующий спуск аппарата [36].

Наряду с пассивными, неподвижными аэродинамическими конструктивными элементами могут применяться и подвижные, например колеблющиеся (орнитоптеры) или вращающиеся (винтокрылы) лопасти. В настоящее время в авиации успешно применяются вращающиеся несущие лопасти (вертолеты, автожиры).

Тяга вращающегося ротора заданных размеров может быть определена для разных высот в зависимости от эффективной мощности двигателя по формуле [37]

$$R_p = 3,3\eta_0^{2/3} N^{2/3} \rho_n^{1/3} R^{2/3}, \text{ н,}$$

где  $\eta_0$  — относительный к. п. д. Для винта с идеальной круткой и отсутствием профильных потерь  $\eta_0 = 1$ , а для очень плохого винта  $\eta_0 = 0,5$ ,  $N$  — мощность, подаваемая на винт, л. с.;  $\rho_n$  — плотность атмосферы, равная у поверхности Земли  $1,22 \text{ кг/м}^3$ ;  $R$  — радиус воздушного винта, м.

Заметим, что и дискообразный аппарат определенной геометрии, если его привести во вращение, также способен создавать значительную подъемную силу [38], причем конструкция в этом случае несколько усложняется (рис. 3.9). Получаемая вертикальная сила может использоваться на начальном участке взлетной траектории.

Ранее говорилось о том, что парашют при наличии сильных вертикальных потоков также может создавать тяговое усилие. Однако в настоящее время он используется только для торможения. Это усилие правильнее назвать отрицательной тягой, создаваемой парашютом за счет внешней среды воздуха. В более общем случае, например при полете в космосе, для этой цели используются те же

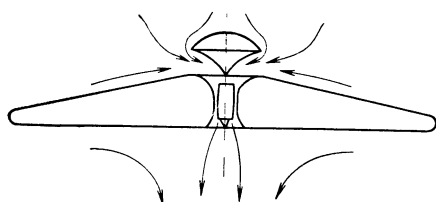


Рис. 3.9. Схема дискообразного аппарата, создающего подъемную силу гидродинамическим способом.

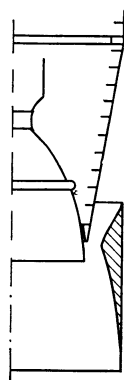


Рис. 3.10. Схема эжекторного соплового насадка.

двигатели, что и для получения положительной тяги. Кроме складывающихся парашютов наилучшими характеристиками по входу в атмосферу и парашютированию обладают дискообразные аппараты [32].

**Реактивные двигательные установки проточного типа.** *Эжекторный насадок* — наиболее простое устройство, которое может служить для увеличения тяги ЖРД (рис. 3.10). Подробная его теория изложена в работах [39, 40]. При расчетном режиме истечения, когда давление на срезе сопла ЖРД  $p_a$  равно статическому давлению окружающей атмосферы  $p_n$ , эжекторный насадок дает выигрыш в полетном к. п. д. аппарата [41]:

$$\eta_{\Pi} = 2 \frac{v}{1 + v^2}$$

из-за увеличения отношения  $v = \frac{\text{скорость полета}}{\text{скорость истечения}}$ . Полетный к. п. д.  $\eta_{\Pi}$  показывает эффективность превращения кинетической энергии истекающей струи в кинетическую энергию движения летательного аппарата. На атмосферном участке полета скорость истечения всегда больше скорости движения аппарата, поэтому эжектор, который, не меняя тяги реактивной струи, умень-

шает скорость ее истечения, может привести к увеличению параметра  $\gamma$  и, следовательно, к увеличению  $\eta_{\text{п}}$ .

Следует иметь в виду, что современные ЖРД имеют неизменяемую в полете геометрию выходного сопла, поэтому режим  $p_a = p_n$

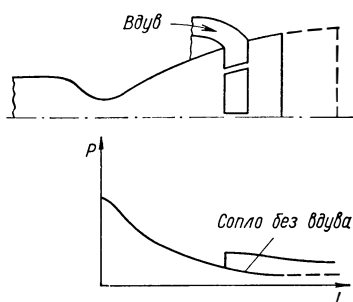


Рис. 3.11. Схема сверхзвуковой части сопла ЖРД с вдувом воздуха и изменение давления вдоль его образующей.

будет весьма кратковременным. Что же касается нерасчетных режимов работы и особенно режимов  $p_a > p_n$ , то в этом случае увеличивается не только  $\eta_{\text{п}}$ , но и тяга эжектора. Добавим, что эжекторные насадки, устанавливаемые на сопла крупных размеров ( $d_a > 1$  м), могут привести к существенному увеличению теплового к. п. д. двигателя, так как подсосываемый воздух подогревается от струи в результате дожигания горючих компонентов, всегда имеющих на периферии струй ЖРД. При этом возникает проблема правильного профилирования внутреннего

тракта эжекторного канала, который в этом случае можно назвать воздушно-реактивным контуром.

Другим эффективным вариантом эжекторного насадка можно считать подачу атмосферного воздуха в конечный участок про-

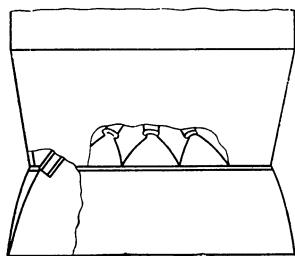


Рис. 3.12. Многосопельная двигательная компоновка с внутренним расширением.

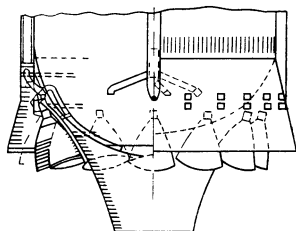


Рис. 3.13. Многосопельная двигательная компоновка с внешним расширением и обрезанным центральным телом.

филированного сопла ЖРД (рис. 3.11). Такой двигатель выигрывает в весе и всегда работает в расчетном режиме истечения, поскольку подача воздуха может регулироваться, а на больших высотах прекращаться совсем, превращая тем самым сопло в оптимальное для работы в высотных условиях [42]. Эта схема использования воздуха хороша еще тем, что она позволяет регулировать вектор тяги ЖРД путем наиболее эффективного метода — несимметричного вдува воздуха, что исключает качание, а также изме-

нение режима работы, т. е. рассогласование [43] групп двигателей в многодвигательной компоновке.

В последнее время широко обсуждаются проблемы использования в сверхмощных ракетах-носителях многосопельных кольцевых двигательных установок, обладающих большой надежностью, с внутренним (рис. 3.12) или внешним (рис. 3.13) расширением. В этих случаях днище ракеты предлагается считать составной частью многосопельной двигательной установки [43]. По аналогии с рассмотренными выше соплами внутреннего расширения можно утверждать, что подвод атмосферного воздуха в донную область или на конечный участок тороидального сопла должен оказаться также весьма полезным.

*Ракетно-прямоточный двигатель (РПД)* отличается от эжекторного насадка ЖРД тем (рис. 3.14), что процесс сгорания в нем организуется специально либо в результате соответствующего регулирования в течение полета соотношения компонентов, поступающих в камеру сгорания ЖРД, либо за счет впрыска топлива в прямоточный тракт. Размеры и конструкция РПД отвечают обычному требованию к двигателям, т. е. обеспечивают максимальную удельную тягу при минимально возможном весе и при заданной величине тяги.

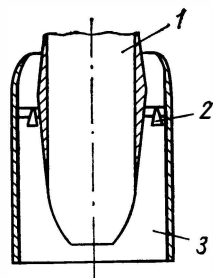


Рис. 3.14. Схема ракетно-прямоточного двигателя (РПД):

1 — топливные баки I ступени; 2 — нормальные первичные ракетные двигатели; 3 — комбинация камеры смешения и выходного сопла.

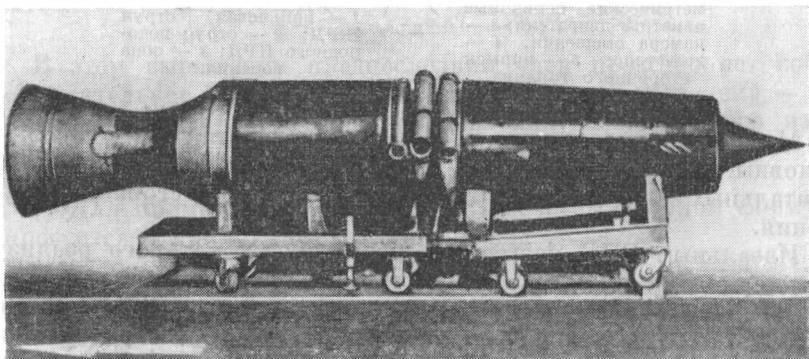


Рис. 3.15. РПД американской фирмы «Марквард».

Двигатели этого типа могут быть автономными (небольших размеров, рис. 3.15) или представлять собой большую и сложную двигательную установку [44] тяжелых ракет-носителей (рис. 3.16).

Известны также проекты использования в подобной схеме ядерного жидкостного ракетного двигателя (ЯЖРД). Нагретый

в реакторе аммиак, спирт или водород догорает в воздушном потоке, создавая тем самым повышенную тягу при очень высоком значении удельной тяги.

На рис. 3.17 показана схема американской [45] воздушно-реактивной ракетной двигательной установки, в которой струя от ядерного водородного двигателя догорает в воздушном потоке, образованном входным устройством и кольцевой струей расположенных по периметру дискретных водородно-кислородных двигателей.

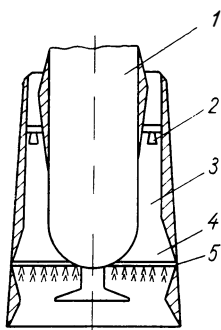


Рис. 3.16. Схема многосопельного РПД с дополнительным впрыском топлива:  
1 — топливные баки I ступени; 2 — стехиометрические первичные ракетные двигатели; 3 — камера смешения, 4 — диффузор; 5 — впрыск вторичного топлива.

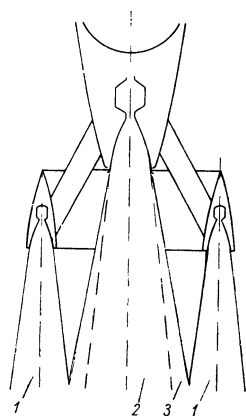


Рис. 3.17. Схема РПД с ядерным двигателем:

1 — кольцевая струя ЖРД; 2 — струя водородного ЯРД; 3 — зона горения.

Методы аналитического расчета характеристик РПД довольно условны, так как включают значительное количество экспериментальных зависимостей, относящихся к камерам сгорания и смешения.

Идеальным РПД называется двигатель, у которого реализуется термодинамический цикл постоянного давления, отсутствуют тепловые, газодинамические и механические потери, газодинамические и тепловые процессы происходят в строго ограниченных по длине участках, процессы течения, смешения и подвода тепла стационарные, возможно идеальное регулирование, т. е. параметры сопла ЖРД, а также диффузора и выходного сопла всегда согласованы. Зависимость тяги идеального РПД от различных конструктивных параметров приводится в работе [46]. Более подробное, но все же в значительной степени идеализированное аналитическое представление тяги РПД дано в книге [47].

Тяга реального ракетно-прямоточного двигателя, так же как и тяга ЖРД с эжекторным насадком, а тем более тяга прямоточного

воздушно-реактивного двигателя (ПВРД) могут быть определены из известной теоремы Эйлера о количестве движения (уравнение импульсов):

$$R = \frac{G_a v_a}{g} - \frac{G_n v_n}{g} + (p_a - p_n) S_a + \int \int p_n dS,$$

где  $G_a$ ,  $v_a$ ,  $p_a$  — соответственно секундный расход, скорость и статическое давление в выходном сечении сопла площадью  $S_a$ ;  $G_n$ ,  $v_n$ ,  $p_n$  — соответственно секундный расход захватываемого воздуха, скорость полета и внешнее невозмущенное давление;  $g$  — ускорение силы тяжести;  $p_n$  — распределение давления по внешней поверхности аппарата или двигательной установки\*.

Существует и другое мнение, что в эффективную тягу следует включать не все внешние давления, а только донное, поскольку его определение входит в задачу внутренней аэродинамики [41]. В выражении для  $R$  пренебрегается сопротивлением трения воздуха о внешние поверхности, так как его относительная величина становится существенной только начиная с высоты 50—60 км. В дальнейшем анализе интеграл внешних (в том числе и донных) давлений не рассматривается.

Истечение из ЖРД, работающего в схеме РПД, может быть нерасчетным. Кроме того, не всегда достигается полное выравнивание параметров двух смешиваемых потоков на выходе из РПД. Более строгое выражение для тяги РПД поэтому имеет вид

$$R = \frac{G_r v_a}{g} - \frac{G_{\text{возд}} v_n}{g} + \frac{G_{\text{ЖРД}} v_{a_{\text{ЖРД}}}}{g} + (p_a - p_n) S_a - C_{x_d} S_n q - p_n (S_a - S_n).$$

В этом выражении предпоследний член представляет собой дополнительное сопротивление диффузора, а последний — неравновешенную силу внешнего давления, возникающую из-за неравенства входного и выходного сечений.

Рассмотрим три случая.

1. Для прямогочного двигателя с расчетным соплом формула упростится и примет [48] следующий вид:

$$R_{\text{ПВРД}} = \frac{G_r v_a}{g} - \frac{G_{\text{возд}} v_n}{g} - C_{x_d} S_n q - p_n (S_a - S_n) = \frac{2k_r}{k_r + 1} S_a p_a^* \lambda_a^2 \varepsilon (\lambda_a) \left[ 1 - \frac{1}{\chi \beta_k (\sqrt{\tau})} \right] - C_{x_d} S_n q - p_n (S_a - S_n).$$

Здесь  $k_r$  — показатель адиабаты для продуктов сгорания (определяется при термодинамическом расчете);  $p_a^*$  — полное давление в выходном сечении сопла:

$$p_a^* = p_n^* \sigma_d \sigma_t \sigma_c,$$

\* Чаще всего интеграл внешних давлений называют аэродинамическим сопротивлением, но более правильно его включать в силу тяги [9].

где  $\sigma_d$  — коэффициент восстановления полного давления диффузора (находится экспериментально);  $\sigma_T$  — коэффициент, учитывающий так называемое тепловое сопротивление камеры сгорания (для цилиндрических камер получают из рис. 3.18 [49]);  $\sigma_r$  — коэффициент, учитывающий гидравлическое сопротивление камеры сгорания (определяется экспериментально);  $\sigma_c$  — коэффициент восстановления полного давления сопла (находится экспериментально);

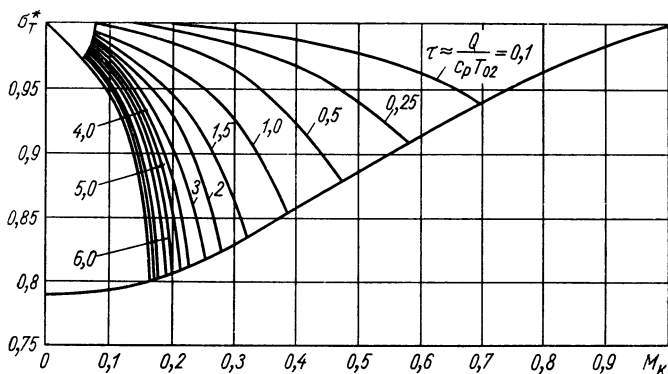


Рис. 3.18. Зависимость теплового «сопротивления» цилиндрической камеры сгорания  $\sigma_T^*$  от числа  $M_K$  на входе в камеру при различном подогреве.

$\lambda_a$  — приведенная скорость в выходном сечении сопла (определяется в зависимости от степени расширения  $\varepsilon = \frac{S_a}{S_{кр}}$  по формуле

$$\varepsilon = \frac{\left(\frac{2}{k_r + 1}\right)^{\frac{1}{k_r - 1}}}{\lambda_a \left[1 - \frac{k_r - 1}{k_r + 1} \lambda_a^2\right]^{\frac{1}{k_r - 1}}}$$

или по рис. 3.19);  $\varepsilon(\lambda_a) = \left(1 - \frac{k_r - 1}{k_r + 1} \lambda_a^2\right)^{\frac{1}{k_r - 1}}$  — газодинамическая

функция;  $\kappa = \sqrt{\frac{k_r(k+1)R_r}{k(k_r+1)R}}$  — расчетный коэффициент [ $k=1,4$ ;  $R=29,3 \text{ кГ.м/(кГ.град)}$ ];  $\beta = 1 + \frac{1}{\alpha L_0}$  — коэффициент увеличения количества газов при подводе топлива ( $\alpha$  — коэффициент избытка воздуха;  $L_0$  — теоретически необходимое количество воздуха);  $\kappa = \frac{\lambda_a}{\lambda_H}$  — газодинамический коэффициент двигателя;  $\tau$  — относительный подогрев (отношение температуры торможения за камерой сгорания  $T_{к.с.}^*$  к температуре торможения набегающего потока  $T_H^*$ ), определяемый совместно с  $\sigma_T$  по рис. 3.18 в зависимости от числа

$M_k$  на входе в камеру сгорания, которое в свою очередь находится по расходу воздуха и геометрии двигателя (здесь принимается, что  $T_{к.с}^*/T_H^* \approx Q/c_p T_{02}$ );  $C_{x_d}$  — коэффициент сопротивления (волнового и дополнительного) диффузора, который чаще всего получают экспериментально;  $q = \frac{\rho_H v_H^2}{2}$  — скоростной напор.

Таким образом, тяга сверхзвукового прямооточного двигателя однозначно определяется его геометрией и подогревом  $\tau$ . Возможна дополнительная вариация тяги по  $\sigma_T$ , что особенно важно

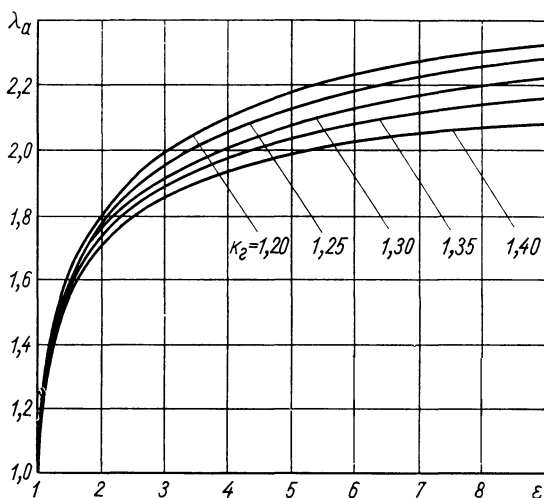


Рис. 3.19. Зависимость приведенной скорости истечения  $\lambda_a$  от степени расширения  $\varepsilon$  для различных показателей адиабаты,  $k_\gamma$ .

на больших сверхзвуковых скоростях полета. При выборе  $\tau$  не следует забывать о температурной зависимости прочностных характеристик материала камер естественно, ограничивают выбор высоких значений этого параметра. При дозвуковых режимах полета  $\tau_{\max}$  определяется в основном жаростойкостью конструкции.

Максимальная температура, развивающаяся в камере сгорания, находится по удельной энтальпии торможения:

$$i_T^* = c_p T_H \left( 1 - \frac{k-1}{2} M_H^2 \right) + \frac{Hu\varphi_{сг}}{1+\alpha L},$$

где  $Hu$  — низшая теплотворная способность горючего,  $\text{ккал/кг}$ ;  $\varphi_{сг}$  — коэффициент полноты сгорания, определяемый экспериментально [50, 51].

Зная энтальпию  $i_T^*$ , коэффициент избытка воздуха  $\alpha$  и статическое давление в камере, по  $i - T$ -диаграмме (рис. 3.20) определяем температуру с учетом диссоциации продуктов сгорания.



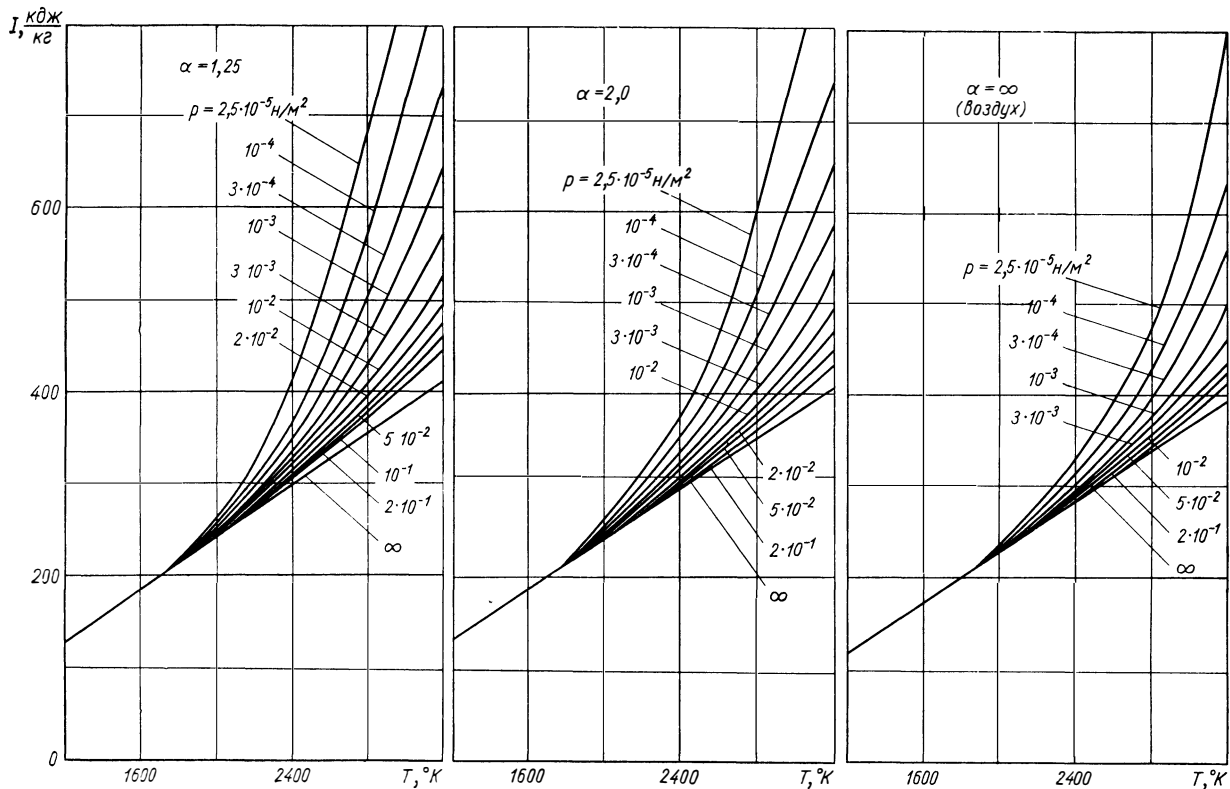


Рис. 3.20. Зависимости энтальпии от температуры продуктов сгорания керосина с воздухом для различных давлений в камере  $p$  и коэффициентов избытка воздуха  $\alpha$ .

Секундный расход топлива находится по формуле

$$G_T = G_{\text{возд}}(\beta - 1),$$

следовательно, удельная тяга прямого двигателя будет

$$P_{\text{уд}} = \frac{R}{G_T} \text{ сек.}$$

2. Ракетно-прямоточный двигатель с короткой камерой смешения (эжекторный насадок) можно рассчитать в предположении, что струя ЖРД влияет на параметры течения в проточном контуре только в геометрическом и тепловом отношении, а обмена кинетической энергией не происходит. В этом случае ПВРД и ЖРД можно рассчитывать независимо. Тогда необходимо знать геометрию струи ЖРД (в предположении, что смешения не происходит), которая рассматривается как твердая стенка, образующая контур прямого двигателя. Вопросу нахождения геометрии струи при различных значениях степени их нерасчетности посвящены работы [52—54]. Геометрию сверхзвуковых струй ЖРД внутри контура РПД можно также определить с помощью метода последовательных приближений.

Тяга ЖРД находится по параметрам струи на срезе комбинированного двигателя:

$$P_{\text{ЖРД}} = \frac{1}{g} G_{\text{ЖРД}} v_{a_{\text{ЖРД}}} + S_{a_{\text{ЖРД}}} (p_{a_{\text{ЖРД}}} - p_n).$$

Суммарная тяга, очевидно, будет

$$R_{\text{РПД}} = P_{\text{ЖРД}} + R_{\text{ПВРД}},$$

причем при расчете  $R_{\text{ПВРД}}$  используется выходная площадь  $S_a$  —  $S_{a_{\text{ЖРД}}}$ , а параметры в этом сечении могут быть как расчетными, так и нерасчетными.

При нерасчетном истечении существует дополнительное сопротивление

$$(S_a - S_{a_{\text{ЖРД}}}) (p_{a_{\text{ПВРД}}} - p_n).$$

Учитывая, что удельная тяга ЖРД определяется выражением

$$P_{\text{удЖРД}} = \frac{P_{\text{ЖРД}}}{G_{\text{ЖРД}}},$$

определяем суммарную удельную тягу

$$\begin{aligned} R_{\text{удРПД}} &= \frac{R_{\text{ПВРД}} + P_{\text{ЖРД}}}{G_T + G_{\text{ЖРД}}} = P_{\text{удПВРД}} \left( \frac{K+1}{K+m} \right) = \\ &= P_{\text{удЖРД}} \left( \frac{K+1}{K m' + 1} \right) = P_{\text{удЖРД}} B, \end{aligned}$$

где

$$K = \frac{R_{\text{ПВРД}}}{P_{\text{ЖРД}}}, \quad m = \frac{R_{\text{удПВРД}}}{P_{\text{удЖРД}}}, \quad m' = \frac{1}{m}.$$

На рис. 3.21 приведены зависимости  $B$  от  $K$  при различных  $m'$ . Из рисунка видно, что прямоточный контур может значительно повысить удельную тягу двигательной установки с ЖРД.

3. Ракетно-прямоточный двигатель обычной схемы предусматривает полное смешение сверхзвукового и дозвукового потоков в тракте. Это означает, что все параметры (скорость, температура, состав и давление) перед соплом РПД постоянны по сечению и, согласно теории сверхзвуковых эжекторов [55, 56] целиком определяются параметрами обоих потоков в том сечении РПД, где расположен выходной срез камеры (или камер) ЖРД. Естественно,

что параметры на срезе ЖРД считаются известными, а параметры дозвукового потока можно найти методом последовательных приближений.

Существует еще один способ расчета характеристик РПД. Для каждого числа  $M_n$  полета аналитическим путем или экспериментально определяется дроссельная характеристика диффузора  $\sigma = f(\varphi)$ , причем  $\sigma$  — это суммарный коэффициент восстановления полного давления диффузора и тракта вплоть до сечения, в котором расположен выходной срез сопел ЖРД, а  $\varphi$  — коэффициент расхода диффузора, т. е. отношение истинного расхода воздуха к максимально возможному:

$$G_{\text{возд}m} = S_n v_n \gamma_n.$$

Рис. 3.21. Зависимость коэффициента  $B$  от  $K$  при различных  $m'$ .

характеристик эжектора (или сопла, если речь идет о ПВРД), т. е. зависимостей  $\Pi = f_{\Pi}(n)$ , где  $\Pi$  — отношение давления после полного смешения потоков к давлению в начальном рассматриваемом сечении, именуемое степенью повышения давления, а  $n$  — отношение расхода воздуха к расходу газа через ЖРД, называемое коэффициентом эжекции. Эта характеристика может быть представлена в виде  $\sigma_a = f_{\Pi}(\varphi_a)$ , причем

$$\sigma_a = \frac{\Pi' p_a}{p_n^* \Pi}, \quad \varphi_a = n \frac{G_{\text{ЖРД}}}{G_{\text{возд} \text{ макс}}},$$

где  $\Pi'$  — отношение давления после смешения к давлению на срезе ЖРД  $p_a$ , получаемое из расчета эжектора;  $p_n^*$  — полное давление набегающего потока;  $G_{\text{ЖРД}}$  — расход газа через ЖРД. Строя обе зависимости на одном рисунке, получим точку совместной работы диффузора и эжектора, для которой  $\sigma$  и  $\varphi$  или  $p$  и  $G_{\text{возд}}$  определяются однозначно и используются для вычисления тяги РПД на заданном режиме полета.

Рассмотренный метод удобен тем, что позволяет проследить влияние на характеристики РПД отдельно входного устройства и эжектора. А это весьма важно для выбора оптимальных режимов его работы в широком диапазоне внешних условий (скорость и высота полета).

Расчет тяговых характеристик РПД или ПВРД с горением при сверхзвуковой скорости в тракте принципиально не отличается от изложенных, но его существенная особенность состоит в том, что необходимо учитывать неравномерность скоростей в поперечном сечении тракта\*.

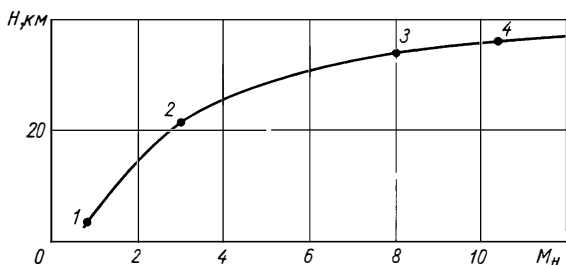


Рис. 3.22. Режимы оптимального применения различных типов прямоточных воздушно-реактивных двигателей:

1 — дозвуковой ПВРД, 2 — сверхзвуковой ПВРД (температура торможения набегающего потока  $600^\circ\text{K}$ ); 3 — гиперзвуковой ПВРД (температура торможения  $2500^\circ\text{K}$ ); 4 — гиперзвуковой ПВРД с внешним горением (температура торможения  $3500^\circ\text{K}$ ).

Расчет РПД и ПВРД с внешним сгоранием можно провести с помощью хорошо разработанных методов внешней газодинамики и, в частности, методов расчета пограничного слоя на химически активном теплоизоляционном покрытии [57].

На рис. 3.22 даны диапазоны работы прямоточных двигателей различных конструкций, на рис. 3.23 — зависимость относительной тяги от  $M_n$ , а на рис. 3.24 — зависимость удельной тяги от  $M_n$ . Для сравнения на рис. 3.23 и 3.24 приведены характеристики турбореактивного двигателя (ТРД), а на рис. 3.24 — также характеристики и ЖРД.

Следует отметить, что современная техническая литература изобилует предложениями об использовании в ракетах-носителях воздушно-реактивных систем. В частности, отмечается, что прямоточные двигательные установки гиперзвукового типа очень выгодно устанавливать на вторые ступени тяжелых ракет-носителей [58, 59], которые можно снабжать крыльями для использования аэродинамической подъемной силы [58]. Могут применяться

\* Более подробно о РПД можно прочитать в книге Б. В. Орлова «Основы проектирования ракетно-прямоточных двигателей для беспилотных летательных аппаратов». М., «Машиностроение», 1967.

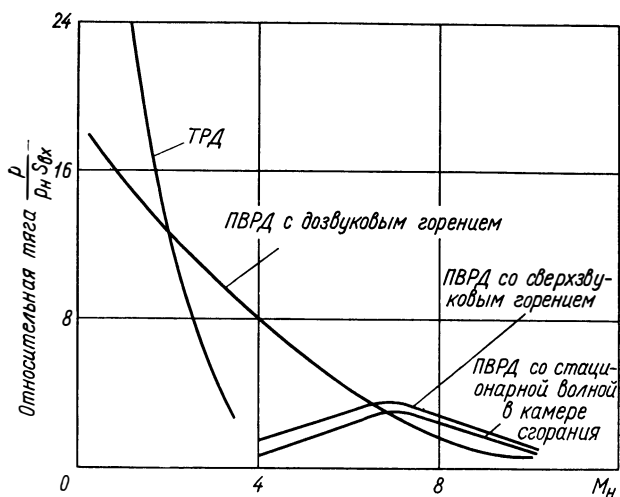


Рис. 3.23. Тяговые характеристики различных типов ПВРД.

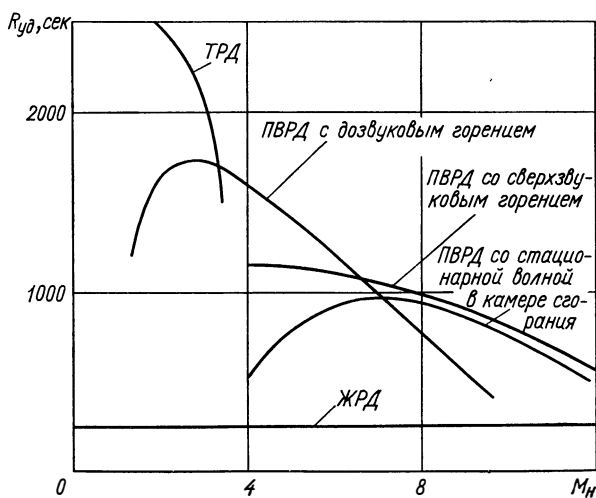


Рис. 3.24. Зависимость удельной тяги  $R_{уд}$  различных ВРД от  $M_H$  [Astronautics, 4, No. 4, part I (1919)].

и другие типы несущих поверхностей, например дискообразные. Конструктивные затруднения, связанные с большой скоростью движения газа по тракту, могут быть устранены, если использовать самовоспламеняющееся на воздухе пирофорическое топливо [60].

Известно, что основное ограничение при применении любых, в том числе и прямоточных, воздушно-реактивных двигателей — сильный разогрев захватываемого воздуха, когда температура торможения уже мало отличается от температуры сгорания топлива в воздухе (рис. 3.25). Значительное увеличение скорости, при которой еще возможно применение подобных двигателей, может быть достигнуто, если в качестве горючего использовать жидкий водород, поскольку он может обеспечить охлаждение поступающего в двигатель воздуха (рис. 3.26). При этом ракетно-прямоточный двигатель имеет более широкие возможности из-за большой тяговооруженности [61].

Следует отметить, наконец, что РПД может быть создан не на базе ЖРД, а на базе плазменного двигателя, законы распространения струи от которого в воздухе уже изучаются [62].

Из разработанных двигателей этого класса весьма характерным является РПД фирмы «Марквард» (США) длиной 6,4 м,

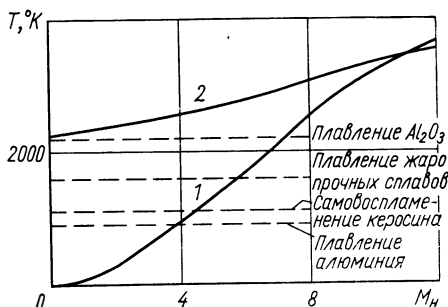


Рис. 3.25. Зависимость температуры торможения захватываемого воздуха (1) и продуктов сгорания (2) от числа  $M_n$  полета.

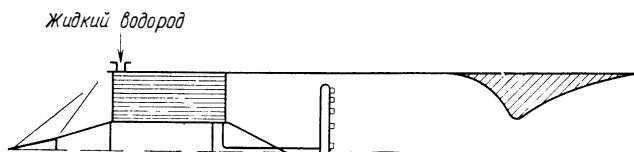


Рис. 3.26. Схема водородного ПВРД с теплообменником на входе.

диаметром 1,07 м, развивающий тягу 112,5 Т (см. рис. 3.15). Этот двигатель прошел летные испытания в 1958 г., причем его средняя удельная тяга оказалась больше, чем у ЖРД, в 2 раза, а скорость полета на высоте 27 км достигла величины  $M_n = 4$  [63].

Основной недостаток применяемых на ракетах РПД — низкая по сравнению с ЖРД стартовая тяга. Однако кроме обычных стартовых ускорителей в последнее время были предложены схемы твердотопливных РПД, лишенных этого недостатка (рис. 3.27) [64].

Воздушно-реактивные двигатели (ВРД) с турбокомпрессором (табл. 3.1) обладают высокими удельными тягами не только на

Таблица 3.1

Некоторые характеристики существующих зарубежных  
воздушно-реактивных роторных двигателей

Фирма-разработчик	Тип двигателя	Название двигателя	Тяга, кг	Максимальный диаметр, м	Максимальная длина, м	Вес, кг	Количество ступеней компрессора	Количество ступеней турбины
Bristol Aero-Engines, США	ТРД	MK200	7270	1,06	3,21	1630	2	2
General Electric, США	ТРД	797	6800	0,81	5,19	1450	17	3
Havilland Engine, США	ТРД	Gyron DGS	5425	1,4	3,95	1940	7	2
Orenta Engines Ltd., Канада	ТРД	Iroque	9070	1,07	5,85	—	—	—
Rolls-Royce, Ltd., Англия	ДТРД	Conway R.Co.11	7820	1,07	3,35	—	—	—
Pratt and Whitney, США	ТРД	757	7270	1,02	6,27	2230	16	3

больших скоростях полета, но и на старте. В силу этого неоднократно предлагалось использовать ВРД на космических носителях, особенно крылатых [7, 65].

Расчет тяги [66, 67] и других тяговых параметров двигателей с турбокомпрессором принципиально тот же, что и для РПД.

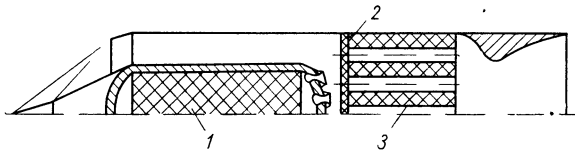


Рис. 3.27. Схема твердотопливного РПД с повышенной стартовой тягой:

1 — маршевое топливо; 2 — разрушаемая перегородка;  
3 — стартовое топливо.

Отличие состоит в том, что необходим расчет турбокомпрессора [67] и оптимальное согласование диффузора, компрессора, камеры сгорания, турбины и сопла [68], причем через сопло в случае двухконтурных двигателей может проходить, подобно РПД, двойной поток газов с различными параметрами. Согласованные режимы работы этих агрегатов можно определить, совмещая характеристики на одном графике либо совместно решая систему уравнений, описывающих (с учетом экспериментальных зависимостей) их работу в широком диапазоне режимов.

Следует отметить, что последний метод, наиболее желательный для расчета оптимального двигателя, работающего в широком диапазоне режимов по  $M_n$  и  $p_n$  (включая и его оптимальное регулирование), стало возможным применять только в связи с использованием машинного счета.

На рис. 3.28 и рис. 3.29 видно, что турборакетный, а также турбореактивный двигатели практически применимы только до

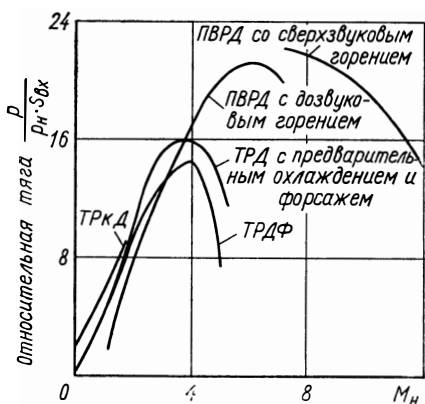


Рис. 3.28. Тяговые характеристики ВРД ( $p_n$  — атмосферное давление,  $n/m^2$ ).

$M_n = 5$ , но, с другой стороны, они обладают очень высокой удельной тягой. Большая стоимость этих двигателей заставляет думать об использовании их только для спасаемых первых ступеней или для универсальных космических летательных аппаратов многократного действия.

Другие типы ВРД с ротором значительно тяжелее, хотя обладают несколько лучшими удельными тягами (двухконтурные двигатели). На рис. 3.30 приведены весовые характеристики некоторых типов воздушно-реактивных двигателей. Если в качестве горючего этих двигателей используется водород, то эффективность от их применения может оказаться наиболее высокой [7].

Особое место подобные двигатели могут занять как основное тяговое средство при управляемой посадке вернувшихся из космоса кораблей. Здесь следует обратить внимание на огромную кинетическую энергию, которую можно сообщить ротору такого двигателя во время космического полета с тем, чтобы при подходе к поверхности Земли эту энергию затратить для мягкой посадки. Можно, конечно, применять и обычный двигатель с реверсивным

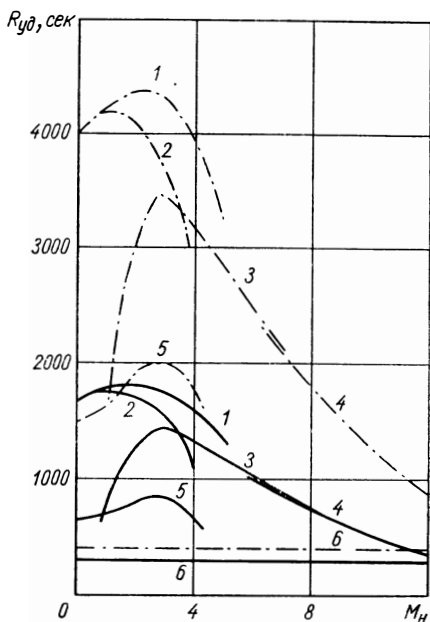


Рис. 3.29. Удельные тяги ВРД на керосине (—) и водороде (---) [7]: 1 — ТРДФ с предварительным охлаждением; 2 — ТРДФ; 3 — ПВРД с дозвуковым горением; 4 — ПВРД со сверхзвуковым горением; 5 — ТРКД; 6 — ЖРД.



соплом, но тогда придется брать в космос значительный запас горючего и заботиться о предотвращении попадания выхлопных газов в заборное устройство двигателя.

В последнее время рассматривается вопрос об использовании в двигателях с турбиной и компрессором атомной энергии как для непосредственного нагрева захватываемого воздуха, так и для

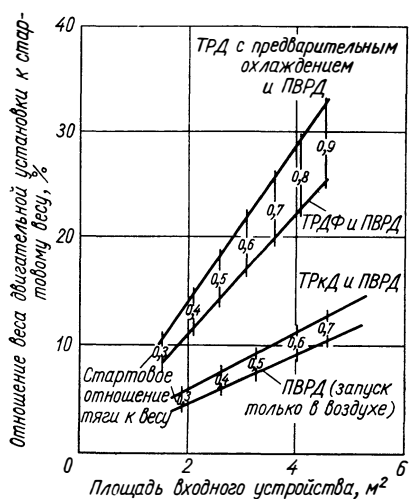


Рис. 3.30. Весовые характеристики различных ВРД.

Известно в основном два типа двигателей подобного рода. Это, прежде всего, немецкий клапанный двигатель самолета-снаряда V-1 (рис. 3.31) и волновой бесклапанный двигатель французской фирмы «Эскопетт» (рис. 3.32).

Расчет тяги пульсирующего двигателя клапанного типа ведется по методике, изложенной в работах [69, 70].

Термодинамический расчет цикла ПуВРД (цикла Ленуара) с учетом нестационарностей процесса (т. е. с учетом сжимаемости и инерционности газового потока) изложен в работе [71], а расчет процесса пульсирующего сгорания — в работе [72].

Принцип вычисления тяги ПуВРД тот же, что и для ПВРД. Однако при предварительном термодинамическом расчете определяются параметры одного цикла, в частности расход воздуха за цикл  $G_{\text{возд.ц}}$ , среднее давление на выходе  $p_a$  и изменение выходной скорости за цикл, по которому находится средняя скорость истечения за цикл  $v_{a\text{ц}}$  [71, 47]. Частоту циклов приближенно получают из соотношения [73]:

$$v = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{a^2 S}{l_0 V}},$$

где  $a$  — скорость звука, см/сек;  $S$  — площадь поперечного сечения резонансной трубы, см²;  $l_0 = l + 0,8 \sqrt{S}$  — эффективная дли-

на резонансной трубы ( $l$  — ее истинная длина);  $V$  — объем камеры сгорания и переходного участка,  $см^3$ .

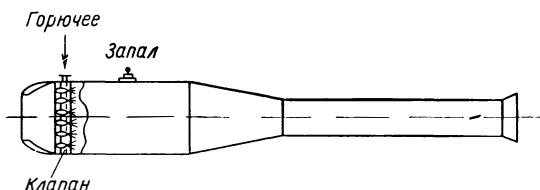


Рис. 3.31. Схема пульсирующего двигателя (ПувРД).

Тягу находят из обычного соотношения

$$R = v \frac{G_{\text{воздЦ}}}{g} (\beta v_{aц} - v_n) + S_a(p_a - p_n) - p_n(S_a - S_n).$$

В целях получения максимальной скорости сгорания коэффициент избытка воздуха  $\alpha$  принимается равным 0,8—0,9. Сле-

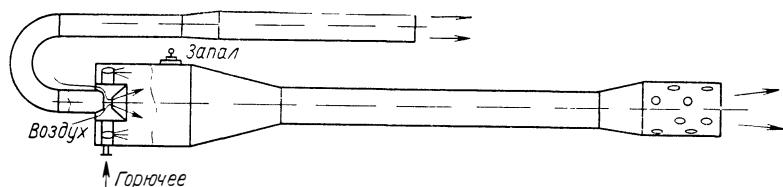


Рис. 3.32. Схема волнового двигателя (ВВРД).

довательно, удельная тяга определится следующим образом:

$$R_{\text{уд}} = \frac{R\alpha L_0}{vG_{\text{воздЦ}}},$$

где  $L_0$  — теоретически необходимое количество воздуха.

Существенная особенность пульсирующих двигателей — возможность их форсирования в результате присоединения дополнительной массы воздуха. Этого можно достичь двумя способами (рис. 3.33): либо добываясь оптимального втекания воздуха в двигатель через выхлопную трубу, т. е. за счет обратных токов (а), либо закрывая выходное сопло в эжекторный насадок (б). С помощью первого способа (применение раструбов на конце выхлопной трубы) тяга может быть увеличена на 40% [47], но только при малых скоростях полета  $v_n$ . Если величина  $v_n$  превышает половину скорости истечения для двигателя с обычным выходным соплом  $v_a$ , то применение расширяющихся наконечников к увеличению тяги не приводит, а будет только создавать дополнительное сопротивление.

Форсирование ПуВРД на больших скоростях можно осуществить, если применить прямоотчный контур полного, т. е. целиком заключающего в себе двигатель, или частичного типа. Поскольку поток высоконапорного газа такого эжектора пульсирующий, основная трудность состоит в расчете неустановившегося течения

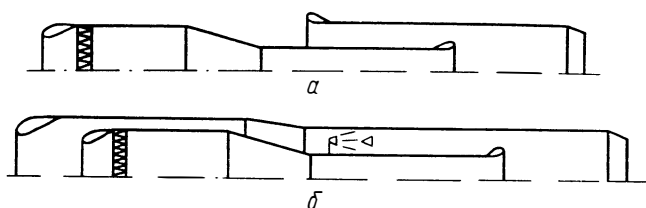


Рис. 3.33. Схемы форсирования ПуВРД.

во внешнем канале [74]. С помощью внешнего контура статическая (стендовая) тяга двигателя может быть увеличена на 100% и более [75].

Характеристики упомянутых выше пульсирующего и волнового двигателей [76, 77], а также некоторые их технические данные приведены в табл. 3.2.

Таблица 3.2

*Некоторые технические данные пульсирующих и волновых двигателей*

Тип двигателя	Длина, м	Максимальный диаметр, м	Крейсерская скорость, км/ч	Тяга на крейсерской скорости, кг	Тяговая мощность на крейсерской скорости, л. с.	Удельный вес, кг веса / кг тяги	Цикличность, г/ч
V-1 (Германия)	3,429	0,579	580	272	575	—	50
«Эскопетт» (Франция)	2,900	0,160	—	10	—	—	90
Двигатель для вертолетов, концевой (Англия)	1,206	0,142	—	20	—	0,35	120

В настоящее время основным техническим достоинством пульсирующих и волновых двигателей считается возможность их выполнения в малогабаритном виде. Поэтому они нашли применение в качестве концевых двигателей винтокрылых аппаратов [78]. Тяга этих двигателей практически не зависит от скорости полета, если последняя не превышает  $0,7 M_n$ . То же самое можно сказать и об удельной тяге, которая обычно составляет  $1000 \div 2000$  сек.

*ВРД со свободнодвижущимися поршнями* — сравнительно новый тип двигателя [79]. Схема такого двигателя приведена на рис. 3.34. Как известно, еще у Пауля Шмидта (одного из авторов немецкого V-1) возникла идея использовать поршень для улучшения стабилизации воспламенения (рис. 3.35). В настоящее время считается,

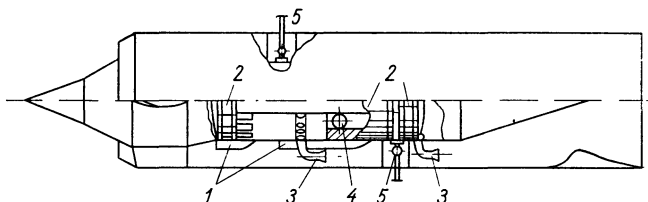


Рис. 3.34. Схема воздушно-реактивного двигателя со свободными поршнями:

1 — продувочный канал; 2 — поршни; 3 — выхлопной патрубок; 4 — синхронизатор, 5 — топливный коллектор.

что поршневая схема ВРД (если отбросить трудности доводки ее механической части) способна иметь высокие к. п. д., поскольку тепло, как и у поршневых двигателей, подводится при высоких значениях давлений (до  $500 \text{ кг/см}^2$ ) и при постоянном объеме.

Расчет тяги таких двигателей принципиально ничем не отличается от расчета тяги пульсирующих двигателей с

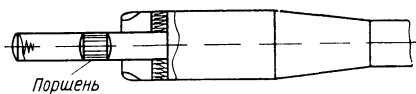


Рис. 3.35. Схема ПуВРД с поршнем.

эжекторным насадком. Удельная тяга может быть очень большой, так как допустимые значения  $\alpha$  в силу хороших условий сгорания могут быть намного выше, чем у ПуВРД. Некоторые затруднения вызывает расчет цикличности свободных поршней [80].

*Орбитальный прямоточный двигатель.* В зарубежной технической литературе имеются сообщения о возможности создания орбитального прямоточного двигателя, полностью работающего на внешних ресурсах, т. е. использующих как внешнюю массу, так и внешнюю энергию (энергию рекомбинации кислорода, имеющегося в атмосфере Земли на высотах 90—110 км) [81—83].

Тягу такого двигателя (рис. 3.36) можно приближенно вычислить, используя те простые рассуждения, что и при расчете тяги ВРД. Так, для расчетного режима истечения тяга находится из уравнения импульсов:

$$R = \dot{M}(v_a - v_H) - X_{\text{тр}} = \\ = \varphi \rho_H v_H S_H (v_a - v_H) - \frac{1}{2} \rho_H v_H^2 S_{\text{тр}} C_{x_{\text{тр}}},$$

где  $R$  — тяга двигателя;  $\dot{M}$  — секундный расход внешней массы;  $v_a$  — скорость истечения;  $v_H$  — скорость полета;  $X_{\text{тр}}$  — сопро-

тивление трения;  $\varphi$  — коэффициент расхода диффузора;  $\rho_n$  — плотность внешней среды;  $S_n$  — площадь входа диффузора;  $S_{\text{тр}}$  — суммарная боковая наружная поверхность аппарата;  $C_{x\text{тр}} = \frac{1,35}{M_n}$  [84] — коэффициент трения. Заметим, что в этой формуле не учтено возможное сопротивление (дополнительное и волновое) диффузора, т. е. режим течения на входе предполагается расчетным.

Из уравнения энергии имеем

$$\Delta E_k = \frac{\dot{M}}{2} (v_a^2 - v_n^2) = \varphi S_n v_n Z \eta_0.$$

Здесь  $\Delta E_k$  — секундный прирост кинетической энергии в тракте двигателя;  $Z$  — объемная энергия атмосферы;  $\eta_0$  — полный

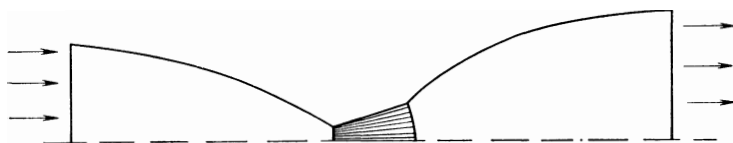


Рис. 3.36. Схема орбитального прямоточного двигателя. В центре видна камера с катализирующими пластинами.

к. п. д. двигателя, учитывающий все потери и определяемый из выражения

$$\eta_0 = \eta_k \eta_t \eta_a \eta_v \eta_p,$$

где  $\eta_k$  — коэффициент использования реакции рекомбинации и нейтрализации кислородных атомов и реакции рекомбинации атомов азота (на высоте  $H = 100 \text{ км}$   $Z \approx 0,1 \text{ ккал/м}^3$ , а  $\eta_k = 0,03$ );  $\eta_t$  — коэффициент термических потерь в стенке двигателя и на излучение;  $\eta_a$  — коэффициент потерь тепла с истекающей струей;  $\eta_v$  — коэффициент потерь на вращательную степень свободы молекул в камере рекомбинации ( $\eta_v = 0,5$ , так как можно предположить, что энергия поровну перераспределяется между вращательной и поступательной степенями свободы);  $\eta_p$  — коэффициент потерь из-за неполноты рекомбинации и нейтрализации.

Из выражения для энергии получим скорость истечения:

$$v_a = \sqrt{\frac{2\varphi S_n v_n Z \eta_0}{\dot{M}} + v_n^2},$$

подставив которую в выражение для тяги, имеем

$$\begin{aligned} R &= \dot{M} \left( \sqrt{\frac{2\varphi S_n v_n Z \eta_0}{\dot{M}} + v_n^2} - v_n \right) - \frac{1}{2} \rho_n v_n^2 S_{\text{тр}} \frac{1,35}{M_n} = \\ &= \varphi \rho_n v_n S_n \left( \sqrt{\frac{2Z \eta_0}{\rho_n} + v_n^2} - v_n \right) - \frac{1}{2} \rho_n v_n^2 S_{\text{тр}} \frac{1,35}{M_n}. \end{aligned}$$

Зависимость тяги или сопротивления такого двигателя от скорости полета для идеального ( $\eta_k = 0,03$ ;  $\eta_v = 0,5$ ;  $\eta_t \eta_a \eta_p = 1$ ) и для реальных случаев ( $\eta_t \eta_a \eta_p < 1$ ) приведена на рис. 3.37. При расчетах, которые проводились для высоты  $H = 100$  км, были приняты следующие исходные данные:  $\rho_H = 8 \cdot 10^{-7}$  кг/м<sup>3</sup>;  $S_H = 28$  м<sup>2</sup>;  $d_H = 6$  м;  $Z = 42,7$  кг/м<sup>3</sup>;  $L = 30$  м;  $S_{тр} = 570$  м<sup>2</sup>.

Очень важно определить примерный рабочий диапазон такого двигателя. Для этого можно с достаточной степенью надежности положить  $\eta_t = 0,8$  и  $\eta_a = 0,4$ . Относительно  $\eta_p$  следует сделать особые замечания.

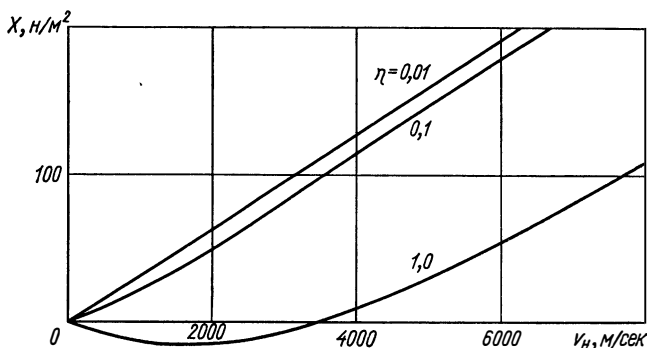


Рис. 3.37. Зависимость сопротивления (тяги) орбитального ПВРД от параметров  $\eta = \eta_t \eta_a \eta_p$  и  $v_H$ .

Прежде всего необходимо отметить, что реакция рекомбинации имеет ограничение по давлению и температуре, т. е. равновесный состав частично диссоциированного и частично ионизованного газа зависит от температуры и давления [85, 86]. На рис. 3.38 приведен соответствующий график для кислорода [85], где коэффициент  $\alpha$  показывает, какая часть газа находится в диссоциированном состоянии. Таким образом,  $\eta_p$  при равновесии будет равен  $\eta_p = 1 - \alpha$ .

С другой стороны, важно учитывать неравновесность (кинетику) реакции рекомбинации, поскольку время, отводимое на этот процесс, крайне мало. Если даже за счет кинетики можно допустить двухкратное уменьшение величины  $\eta_p$ :

$$\eta_p = (1 - \alpha) 0,5,$$

то и тогда время, необходимое для реакции, оказывается чрезвычайно большим. Для кислорода это видно из рис. 3.39 [85], который построен для двигателя с диффузорным входом, летящего с разными скоростями на высоте 100 км и реализующего разные способы торможения. Как видно из этого рисунка, величина  $\eta_p$  вряд ли может превышать (для реального времени пребывания в камере набегающего потока) величину 0,3.

В последнее время ведутся изыскания способов катализа реакции рекомбинации. Предполагается, что наилучшим катализатором будет слюда, пропитанная парами золота [86]. Как известно, слюду можно наносить на металл очень тонким слоем ( $\delta = 0,0025$  мм), она хорошо сопротивляется нагреву и дает почти зеркальное отражение падающих на нее молекулярных пучков. Золото имеет невысокую излучательную способность, поэтому потери на излучение при температурах до  $600^\circ\text{C}$  будут находиться в допустимых пределах. Однако поверхностный на-

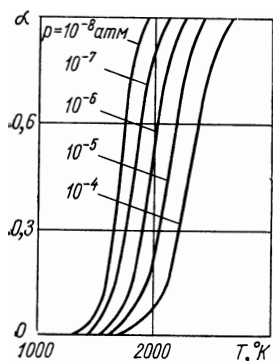


Рис. 3.38. Зависимость коэффициента диссоциации кислорода  $\alpha$  от температуры при различном давлении.

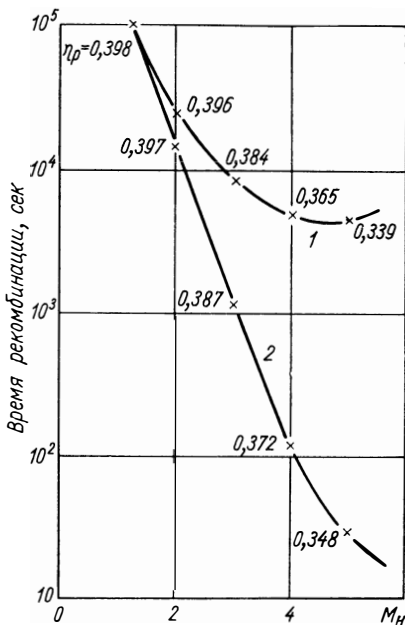


Рис. 3.39. Зависимость времени бескатализной рекомбинации кислорода от  $M_n$  для различной полноты реакции  $\eta_p$ : 1 — прямой скачок; 2 — бесконечное торможение.

грев и катализ связаны с полным торможением налетающих атомов, и согласно закону четвертой степени, потери на излучение могут возрасти [81, 85]. Это обстоятельство, а также то, что поверхность катализа развивать очень трудно, заставляет в качестве практически достижимой величины принять  $\eta_p = 0,3$ .

Рекомбинацию между электронами и атомарными ионами в первом приближении можно не учитывать, так как энергетический вклад этой реакции очень невелик, хотя ее теория разработана достаточно хорошо [87].

Следовательно, реальное значение произведения  $\eta_i \eta_a \eta_p$  следует брать приблизительно равным 0,1. Это означает, что реальный орбитальный прямоточный двигатель, как это следует из рис. 3.37 и 3.38, положительную тягу развивать, по-видимому, не сможет.

Рассмотренный принцип можно, очевидно, использовать для уменьшения сопротивления летательных аппаратов. Однако для тяговой энергетики он будет не пригоден, по крайней мере до тех пор, пока не выяснится возможность резкого увеличения  $\eta_0$  или коэффициента входа  $\varphi$ .

Максимально возможное значение  $\varphi$  для идеальных геометрических диффузоров равно единице, что и было принято в расчетах. Однако, согласно более строгой теории диффузоров в свободномолекулярном потоке [88], расход определяется не входной площадью  $S_n$ , а площадью горла  $S_g$ , причем при  $S_n = S_g$  можно реализовать  $\varphi = 1$ . Теоретического значения  $\varphi = 2$  ( $\varphi$  рассчитывается не по  $S_n$ , а по  $S_g$ ) можно добиться лишь в том случае, если увеличивать  $S_n$  до бесконечности. Подчеркиваем, что это справедливо только для свободномолекулярного потока. В действительности же диффузор будет работать в зоне течения со скольжением, для которой пока нет надежных методик расчета, хотя и предполагается, что  $\varphi$  в этом случае будет больше. Для диффузоров с большой входной площадью ( $S_n > 10 \text{ м}^2$ ) течение становится сплошным.

В заключение отметим, что для данного типа двигателя, так же как и для других воздушно-реактивных двигателей, энергия к рабочему телу не обязательно должна подводиться за счет химических реакций. Можно применять теплообменный нагрев рабочего тела или его разгон с помощью электромагнитных устройств. В качестве примера следует назвать устройство для разгона аргоновой плазмы, разработанное и успешно испытанное фирмой «Дженерал Электрик» [89]. Расход входящего потока  $G_n = 1,02 \cdot 10^{-3} \text{ г/сек}$ , а его давление соответствует примерно высоте 100 км ( $p_n = 2,7 \cdot 10^{-4} \text{ мм рт. ст.}$ ). Среднее за цикл магнитное поле в центре канала равно 1000 гс, частота его изменения 2,450 кГц, а потребляемая мощность 320 вт. Ускоритель разгонял только 5% поступающего в него газа, что давало поток  $1,6 \cdot 10^{16} \text{ частиц/сек}$  (табл. 3.3).

Таблица 3.3

*Изменение параметров ускорителя по радиусу канала*

Радиус, см	Удельная мощность, $10^3 \text{ вт/м}^2$	Удельная сила, $10^3 \text{ н/м}^2$	Скорость, $10^5 \text{ м/сек}$	Энергия частицы, $10^3 \text{ эв}$	Плотность частиц, $10^{13} \text{ ча-}$ $\text{стиц/м}^3$	Плотность потока частиц, $10^{12} \text{ ча-}$ $\text{стиц/(м}^2 \cdot \text{сек)}$
0	5,6	5,0	2,2	11	1,5	3,5
0,63	5,9	3,6	3,3	23	1,5	1,6
1,25	5,8	5,9	2,0	8,5	2,4	4,6
1,83	5,6	4,1	2,8	16	2,8	2,2
2,54	3,7	3,6	2,1	9,1	1,2	2,5
3,17	2,2	3,3	1,3	3,7	2,7	3,6



Из таблицы видно, что реальные крупногабаритные конструкции ускорителей подобного типа могут оказаться технически приемлемыми.

*Принцип захвата и ускорения твердых частиц.* Во всех предыдущих разделах под рабочим телом двигателей подразумевался газ, т. е. размер отдельных частиц был равен размеру молекул газа. Теперь рассмотрим вопрос о возможности захвата и разгона пылевидных веществ, содержащихся в космосе.

Околосемная пыль имеет небольшую плотность [90] (см. гл. 2), поэтому рассматриваемый принцип вряд ли будет применим в непосредственной близости от Земли. Можно, однако, предположить, что он окажется полезным в атмосфере планет, содержащих достаточное количество твердых частиц.

Следует также отметить возможность использования в качестве рабочего тела пылевидных кометных хвостов при исследованиях комет [91] и искусственных пылевидных космических поясов, предложения по созданию которых в целях улучшения климата на Земле уже имеются [92]. Сам факт использования твердых частиц интересен тем, что этот принцип может явиться надежной защитой от микрометеоритов. Напомним, что метод электростатического воздействия на микрометеориты с летательного аппарата в целях его защиты был предложен еще Ф. А. Цандером.

Тяга таких ускорительных устройств определяется обычным соотношением:

$$R = \dot{M}(v_a - v_n),$$

где  $v_a$  и  $v_n$  — скорость на выходе и входе ускорителя (относительно летательного аппарата). Если внешние частицы разгоняются вне двигателя, в формулу необходимо подставить так называемые невозмущенные скорости или скорости на бесконечности.

Методы разгона зависят от того, какие используются частицы — проводящие или непроводящие.

Проводящие электрический ток частицы (металлические микрометеориты) могут разгоняться с помощью бегущего магнитного поля [93], а непроводящие (к ним следует отнести большинство микрометеоритов) — также с помощью либо бегущего магнитного, либо постоянного электростатического поля. Последние два метода разгона предполагают предварительную зарядку частиц статическим электричеством и их желательную нейтрализацию после окончания разгона. По этому методу работают так называемые коллоидные двигатели [94], которые разгоняют пылевидные частицы до скоростей 15 000—50 000 м/сек. Известны также каскадные ускорители с бегущим магнитным полем, разгоняющие частицы до скоростей 20 000—70 000 м/сек. В них частицы получают электростатический заряд в результате  $\beta$ -распада специально введенных в их состав радиоактивных включений [95]. Этот метод на практике применить очень трудно не только потому, что захватываемые из космоса частицы могут и не быть радиоактивными,

но и потому, что время, необходимое для их искусственной зарядки, равно примерно 1000 сек, т. е. очень велико (во время зарядки в лабораторных условиях частицы находились во взвешенном состоянии за счет электростатических сил). Можно отметить,

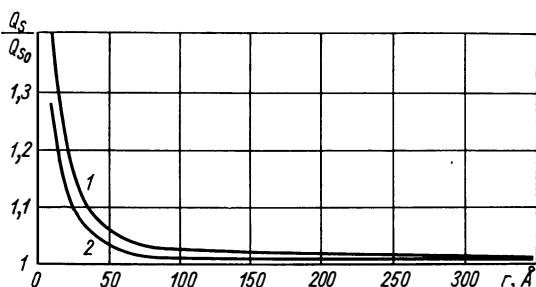


Рис. 3.40. Зависимость плотности электростатического заряда от размера частиц; 1 — одна сферическая частица; 2 — две смежные сферические частицы.

что для ускорения более пригодны частицы меньших размеров не только из-за меньшей энергии, требуемой для их разгона до заданной скорости, но и из-за того, что они допускают значительно большие поверхностные заряды (рис. 3.40) по сравнению с частицами более крупными [96].

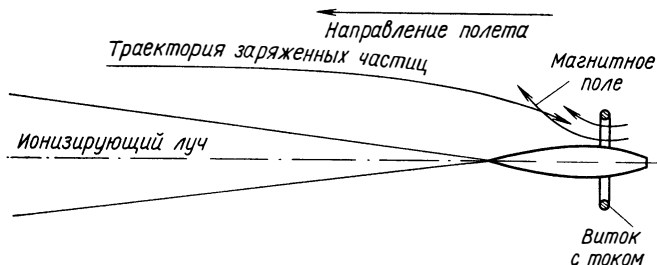


Рис. 3.41. Схема летательного аппарата с ионным лучом для зарядки встречных частиц.

Что касается технически приемлемых методов зарядки частиц, то можно назвать два: зарядка путем облучения ионами или электронами, источник которых должен располагаться на летательном аппарате (рис. 3.41), и зарядка частиц с помощью статической электризации (например, качения по поверхности диэлектрика [97]), которая может в зависимости от времени электризации давать большие заряды (рис. 3.42). Не следует забывать и того, что космические пылинки сами имеют, по-видимому, довольно ощутимые заряды.

Наконец, стоит сказать о возможности использования внешней среды, состоящей из заряженных частиц, для торможения лета-

тельного аппарата, в процессе которого часть его кинетической энергии может быть переведена в электрическую и аккумулярована на борту. Для этой цели можно применять аэрозольный преобразователь энергии [98], в качестве которого целесообразно использовать прямоточный двигатель с электростатическим разгоном.

*Космический прямоточный двигатель.* Очень низкая плотность межпланетной, а тем более межзвездной среды, казалось бы, препятствует применению прямоточного принципа ускорения летательного аппарата. И тем не менее это возможно, если использовать

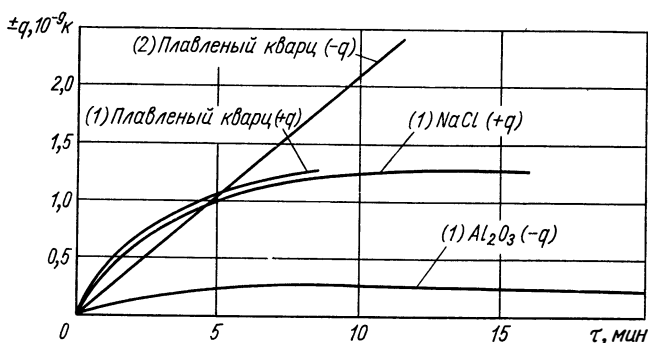


Рис. 3.42. Зависимость механической контактной зарядки сферических образцов в вакууме для скоростей качения 3,2—4,8 см/сек от продолжительности зарядки. Контактная поверхность—слабо окисленный (1) и восстановленный (2) никель.

особый вид входного устройства — диффузор, который в данном случае должен работать по принципу магнитной бутылки (магнитной воронки).

По-видимому, первое упоминание о необходимости такого входного устройства относится к 1959 г. [99]. До этого, правда, также делались попытки разработать прямоточный принцип движения в разреженной среде, но несколько другими способами. Например, 17 декабря 1957 г. в Англии был выдан патент № 830816 [100] на летательный аппарат, который по идее его авторов должен быть выполнен в виде диска (рис. 3.43). По внешней кромке диска проложен сверхпроводниковый виток с током, охлаждаемый испаряющимся гелием. Источники ионов, электронов или коротковолнового излучения ионизируют окружающую среду спереди по полету, причем ионы или электроны, выходящие из бортовых ускорителей, распространяются вдоль силовых линий магнитного поля, образованного витком. Ионизованная среда притягивается противоположно заряженным кораблем, причем масса этой ионизованной среды, например воздуха, значительно превышает массу начального ионизирующего излучения, а затем

ускоряется одним из известных способов в магнитных или электростатических ускорителях. По утверждению авторов проекта, эта схема может оказаться эффективнее самолетов с турбореактивными двигателями и использоваться как при полетах в нижней атмосфере, так и в ионосфере.

В 1960 г. эту идею уже начали тщательно разрабатывать. Так, стало известно, что для полета в межзвездной среде требуется предварительная ионизация встречного потока на очень

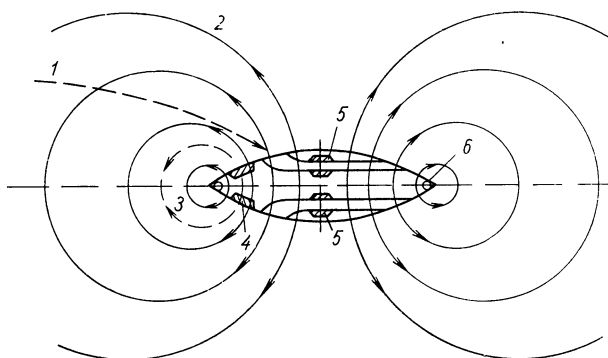


Рис. 3.43. Патентная схема дискообразного летательного аппарата (Англия):

1 — движение встречных заряженных частиц; 2 — магнитное поле; 3 — заряженные частицы — ионизаторы; 4 — ионизатор встречного потока; 5 — ускоритель; 6 — кольцевой ток.

большой площади, которая по различным оценкам [99, 101] равна  $10^4 \text{ км}^2$ . В докладе на девятом ежегодном конгрессе Международной федерации астронавтики эта проблема была рассмотрена более подробно [102]. Межзвездный или межпланетный корабль (рис. 3.44), снабженный витком (или компактной группой витков) с током, может, как и в английском патенте, рассмотренном выше, ускорять внешнюю среду, но для этого применять ее сжатие в диффузоре невыгодно, поскольку степень сжатия должна составлять несколько порядков, что неизбежно приводит к значительным потерям. Чтобы избежать этого, в плоскости витка создается электронное облако, причем электроны в него инжектируются с помощью линейных ускорителей, оси которых расположены касательно к витку. В результате сам корабль и виток заряжаются положительно. Ионизованный набегающий газ в сильном магнитном и электрическом полях претерпевает некоторое электростатическое разделение. Положительно заряженные частицы диффундируют сквозь магнитное поле, притягиваются (и тем самым ускоряются) электростатическим полем отрицательного электронного облака (его устойчивость в магнитном поле витка имеет ту же природу, что и устойчивость земных радиационных поясов), затем, проходя через это облако, нейтрализуются. Сила тяги

через электронное облако, а затем через удерживающее его магнитное поле передается магнитному витку, а следовательно, и летательному аппарату. Таким образом, внешняя среда в данном типе двигательного устройства разгоняется не внутри, как обычно, а снаружи летательного аппарата — за счет специально создаваемых электростатического и магнитного полей. В качестве

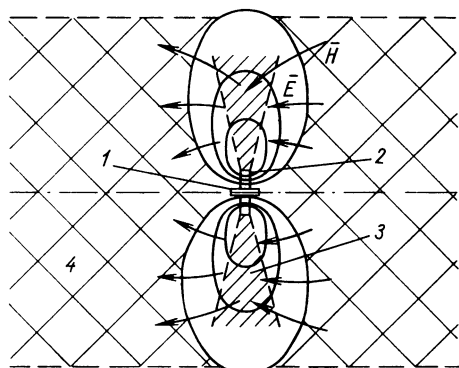


Рис. 3.44. Схема корабля с электромагнитным прямоточным двигателем:

1 — летательный аппарат; 2 — катушка с током; 3 — токовое кольцо; 4 — плазма.

примера в работе [102] приводятся следующие параметры такой системы (предполагается, что внешняя среда целиком состоит из молекулярного водорода плотностью  $3 \cdot 10^{-24}$  г/см<sup>3</sup>, причем среднекинетическая длина свободного пробега электрона  $\lambda_e = 1,7 \cdot 10^{15}$  см), установленной на летательном аппарате, перемещающемся со скоростью  $3 \cdot 10^5$  м/сек:

Диаметр магнитного поля *, км . . . . .	1000
Секундный расход ускоряемой массы, г/сек . . . . .	1
Мощность, требуемая для ионизации, квт . . . . .	750
Электрический заряд единицы массы аппарата, к/г . . . . .	$5 \cdot 10^{-4}$
Напряженность электрического поля, в . . . . .	$10^3$
Напряженность электростатического поля, в/см . . . . .	$10^{-5}$
Напряженность магнитного поля на периферии, гс . . . . .	$6 \cdot 10^{-5}$
Круговая скорость электронов в облаке, м/сек . . . . .	$1,66 \cdot 10^5$
Скорость, сообщаемая ионам, м/сек . . . . .	$1,36 \cdot 10^5$
Тяга, кЛ' . . . . .	13,6
Ионный ток, а . . . . .	$5 \cdot 10^4$
Потери мощности на циркуляцию электронов, квт . . . . .	$3 \cdot 10^4$
Мощность энергетического источника, квт . . . . .	$8 \cdot 10^4$
Мощность, затрачиваемая на создание тяги, квт . . . . .	$4 \cdot 10^4$
Общий коэффициент полезного действия . . . . .	50%

\* Очевидно, авторы имеют в виду диаметр, на котором поле корабля становится равным окружающему магнитному полю Галактики ( $6 \cdot 10^{-5}$  гс).

Данная система требует самого тщательного исследования, так как не расходует запасов внутренней (бортовой) массы и может в принципе не расходовать запасов бортовой энергии (что при межзвездных перелетах практически эквивалентно). Последнее вытекает из того, что ядерная реакция синтеза водорода с превращением его в гелий обладает теплотворной способностью  $1,54 \cdot 10^9$  ккал/г. Это означает возможность получения в будущем приведенного выше уровня мощности даже при условии, что к. п. д. реакции равен 0,01%, а секундный расход водорода (его необходимо фокусировать и сжимать диффузором с целью организации реакции синтеза) составит всего 0,00125 г/сек, т. е. примерно тысячную часть ускоряемой массы.

Естественно, что возможное наличие в космической среде более тяжелых изотопов водорода (дейтерия и трития), а тем более антивещества будет способствовать значительному улучшению характеристик рассмотренной тяговой системы.

Законченного метода расчета такого тягового устройства пока не существует, но тем не менее уже сейчас можно назвать ряд работ, которые могут использоваться для определения параметров процессов, заложенных в основу ее работы. Так, для расчета магнитного поля витка могут применяться методы, развитые в работах [103, 104]. Оптимизация конструкции витка рассмотрена в работе [105]. Прохождение заряженных частиц сквозь магнитное поле можно рассчитать с помощью методов, изложенных в работах [106—109]. Очень важно учесть разницу в движении ионов, протонов и нейтральных частиц, так как даже искусственно вряд ли удастся достичь полной ионизации набегающего потока. Этой проблеме посвящены работы [110, 111]. Если ионизирующий луч состоит из заряженных частиц, то большое значение имеет обеспечение его стабильности [112]. Особо трудные случаи расчета возникнут тогда, когда удастся применить сверхпроводящий виток, который, как известно, является магнитодиэлектриком [113]. Проблема усреднения силового поля набегающей среды рассмотрена в работе [114]. Спектр рентгеновского излучения от тормозящихся в заборной решетке частиц можно определить, используя результаты исследований [115]. Ионизацию межпланетного водорода протонами или электронами можно рассчитать на основе приведенных на рис. 3.45 данных по сечениям ионизации [116].

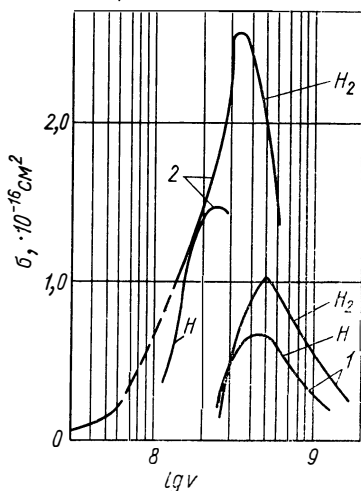


Рис. 3.45. Сечения ионизации водорода электронным (1) и протонным (2) ударом.

В заключение следует отметить, что магнитный диффузор рассматриваемого типа может быть в принципе применен и для полетов в плотных слоях атмосферы. В отличие от приведенной выше английской схемы виток, расположенный перпендикулярно к направлению полета, хорошо сочетается с использующейся в настоящее время геометрией летательных аппаратов ракетного типа (рис. 3.46). Применение такого устройства на гиперзвуковых ( $M_H = 5 \div 10$ ) скоростях полета позволит, очевидно, получить ощутимую тягу только за счет внешнего сгорания. Что касается ионизации набегающего воздуха, то она обеспечивается головной ударной волной [117—120].

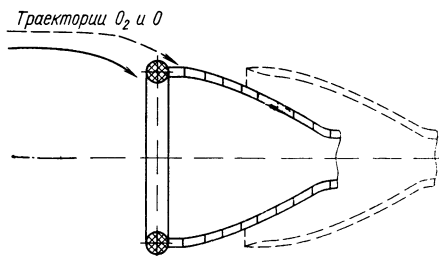


Рис. 3.46. Схема магнитного диффузора.

**Реактивные двигательные установки, использующие внешнюю среду, предварительно запасенную на борту.** Ранее отмечалось, что основная задача тяговой системы — сообщить полезному грузу определенную кинетическую энергию или доставить его в

заданную точку пространства. Последнее часто бывает связано с необходимостью уменьшить в той или иной степени кинетическую энергию полезного груза, а иногда и всего летательного аппарата. В общем случае для этого приходится расходовать бортовую массу и энергию, т. е. включать тормозную двигательную установку. В этом смысле наличие атмосферы у планет — пунктов посадки — значительно облегчает задачу (не требует расходования бортовых ресурсов), т. е. необходимые внешние силы, тормозящие и управляющие движением летательного аппарата, могут создаваться аэродинамическим путем и всеми другими средствами, рассмотренными в предыдущем разделе.

Очевидно, что кинетическая энергия аппарата рассеивается при этом в атмосфере. Недостаток использования атмосферы для торможения состоит не только в безвозвратной потере энергии, но и в том, что величина действующей на аппарат силы пропорциональна скоростному напору, в то время как требуется иметь возможность регулировать силу в широких пределах независимо от скоростного напора. Изменяемая в полете геометрия летательного аппарата только частично решает этот вопрос. Кардинальное же решение состоит в том, чтобы с помощью окружающей среды переводить кинетическую энергию аппарата снова в тот или иной вид бортовой энергии. Наряду с этим внешнюю среду можно запастись так же, как и реактивную массу.

*Мягкая посадка космических летательных аппаратов* может быть обеспечена за счет кинетической энергии, которая для первой и второй космических скоростей составляет для одного килограмма

ма массы соответственно  $3,2 \cdot 10^4$  и  $6,17 \cdot 10^4$  кдж/кг. К этой энергии необходимо добавить энергию, которую приобретает тело в результате гравитационного притяжения планеты за время полета  $\Delta t = t_k - t_n$ :

$$E_g = \int_{t_n}^{t_k} Mg_n v_n dt.$$

Эта энергия составляет  $2 \cdot 10^4$  кдж/кг и выше.

Основное затруднение при посадке аппарата — обеспечение его мягкого приземления. Поскольку парашютные или, вообще говоря, любые другие аэродинамические системы вполне способны создать равновесную скорость  $100$  м/сек, речь идет о том, чтобы накопить, а затем израсходовать в конце полета энергию мягкой посадки, равную в идеальном случае для времени приложения посадочного тягового усилия  $3$  сек:

$$E_{\text{пос}} = \frac{v_n}{2g} + \int_{t_n}^{t_k} v_n(t) dt \approx \approx 6,3 \text{ кдж/кг.}$$

Если предположить, что аккумулятор энергии составляет  $10\%$  веса летательного аппарата, а его общий к. п. д. равен  $0,6$ , то окажется, что необходимо запастись энергией, равную  $106$  кдж

на каждый килограмм веса аккумулятора. Следовательно, могут быть использованы такие аккумуляторы, как баллон со сжатым воздухом или ротор (см. гл. 1). Естественно, что наполнение баллона воздухом или раскрутка ротора должны осуществляться во время спуска (до раскрытия парашютов) за счет кинетической энергии летательного аппарата.

Система наполнения баллона воздухом (посадочная система) довольно проста (рис. 3.47). Во время спуска встречный поток воздуха заходит, тормозясь в диффузоре, внутрь контура, где разделяется на две части. Большая часть проходит через турбодетандер, где расширяется, и через теплообменник выбрасывается наружу. Меньшая часть сжимается поршневым насосом, соединенным через редуктор с детандером, проходит, в целях охлаждения, через теплообменник и затем поступает через обратный клапан в пластмассовый баллон. Вблизи поверхности планеты

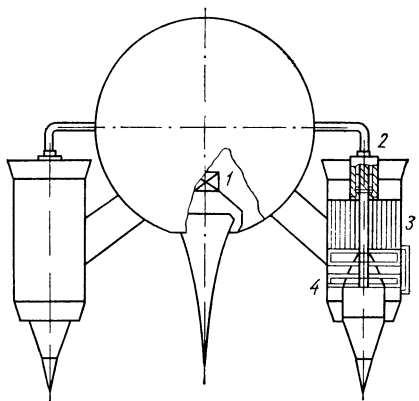


Рис. 3.47. Схема наполнения баллона сжатым воздухом при входе в плотные слои атмосферы:

- 1 — клапан выхлопного сопла; 2 — плунжерный компрессор; 3 — теплообменник; 4 — двухступенчатый турбодетандер.



срабатывает автомат, прорывающий мембрану или открывающий клапан сопла, и истекающий газ создает необходимую тягу.

Расчет такого устройства следует вести в определенной последовательности. Сначала находят приближенно тяговый импульс:

$$P(t) t = M_H v_H + g \int_{t=0}^{t=3} M(t) dt,$$

где  $M_H$  — начальная масса аппарата, включая и накопленный воздух;  $v_H$  — равновесная или установившаяся скорость перед включением тормозного тягового усилия;  $M(t)$  — текущая

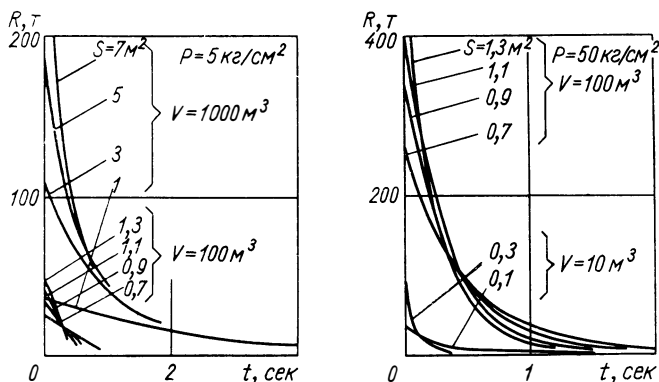


Рис. 3.48. Зависимость тяги от времени для различных площадей сопла, объемов баллонов и давлений.

масса аппарата, которая может быть принята постоянной и равной начальной, если запас воздуха невелик (не более 3% всей массы).

Расчеты по этой формуле выполняются для нескольких вариантов в зависимости от количества запасаемого воздуха.

Затем вычисляют параметры истекающего газа и создаваемую при этом тягу. Это наиболее сложная часть расчета не только потому, что его необходимо повторять для нескольких давлений в баллоне, объемов баллона и площадей критического сечения сопла. Основная трудность заключается в сложной методике расчета [121—123]. Если применяется сверхзвуковое сопло, то сверхзвуковую часть и добавку тяги можно определять по методике, изложенной в работе [48]. Следует только помнить, что сверхзвуковой насадок может вызвать вибрацию при переходе сверхзвукового истечения в дозвуковое.

После завершения предварительных расчетов по рис. 3.48 определяют параметры, соответствующие данному варьируемому импульсу. Найдя давление и температуру в баллоне, его объем и наиболее выгодное сечение сопла, приступают к расчету заборника. Зная время спуска до раскрытия парашюта и необходимый вес

запасаемого воздуха, рассчитывают производительность компрессора и его параметры. По необходимой мощности компрессора и числу его оборотов выбирают тип редуктора и размеры турбины детандера. При этом следует учесть, что турбодетандер в случае нерегулируемого заборника должен быть компромиссного типа, так как скоростной напор в течение полета резко меняется. Температура воздуха за детандером определяется после того, как известны расход и перепад давлений на нем. В этом случае давление на выходе определяется по методике расчета эжектора [55, 56], а давление на выходе из детандера — по гидравлическому сопротивлению принятой конструкции теплообменника.

Рассмотренная схема накопления — не единственная. Могут быть, в частности, использованы промежуточные замкнутые контура с хорошими хладагентами, например с гелием, и другие конструкции.

Другой способ использования кинетической энергии летательного аппарата, как уже отмечалось, — предварительная раскрутка ротора. Ротор может либо представлять собой осевой компрессор с регулируемым углом наклона направляющих лопаток, либо должен быть выполнен по типу несущего ротора вертолета — с регулируемым углом наклона лопастей. Лопастей или направляющие лопатки компрессора во время раскрутки (авторотации) ставятся на минимальное сопротивление, а во время посадки принимают положение, обеспечивающее заданное торможение.

Могут быть предложены и другие конструкции, например нерегулируемый компрессор с закрываемым входом, что обеспечивает меньшие потери на трение лопаток о воздух во время его холостого вращения.

Излишне, по-видимому, напоминать, что рассматриваемые схемы следует применять только в том случае, если они по суммарному эффекту выгоднее менее сложных тяговых систем на бортовых ресурсах, например пороховых двигателей.

*Накопление кислорода на активном участке полета* может быть осуществлено в том случае, если в качестве топливных компонентов используются криогенные жидкости: водород [7] или кислород. Применение системы, описанной выше, в принципе также возможно, однако затруднено из-за ее значительного веса, большого сопротивления и весьма малого к. п. д. при заборе воздуха.

Если в качестве горючего используется жидкий водород, то схема накопления кислорода или жидкого воздуха (воздух также может стать возможным окислителем в ЖРД и особенно РПД) довольно проста (рис. 3.49). Встречный воздушный поток сжимается в диффузоре и охлаждается в водородном теплообменнике. Затем происходит ожижение и разделение воздуха. Обогащенный кислородом воздух или чистый кислород поступает в ЖРД или РПД.

Возможен и другой вариант, когда воздух конденсируется во втором каскаде теплообменника без применения цикла сжа-

тия — расширения. Однако габариты и вес этого теплообменника будут значительными. Следует, естественно, остановиться на

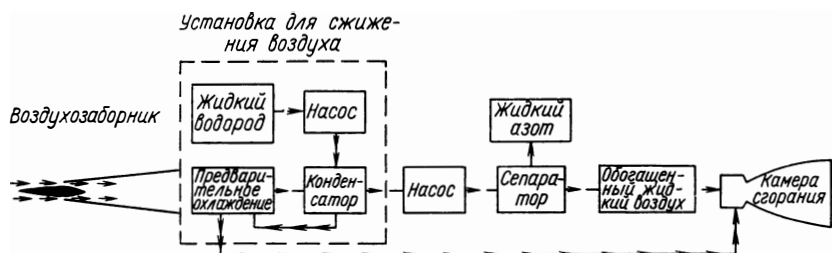


Рис. 3.49. Схема системы накопления жидкого воздуха или кислорода.

оптимальном варианте, учитывая при этом возможную много-режимность лопаточной машины и ее лучшую применимость при переменных скоростях полета и температурах набегающего воздуха.

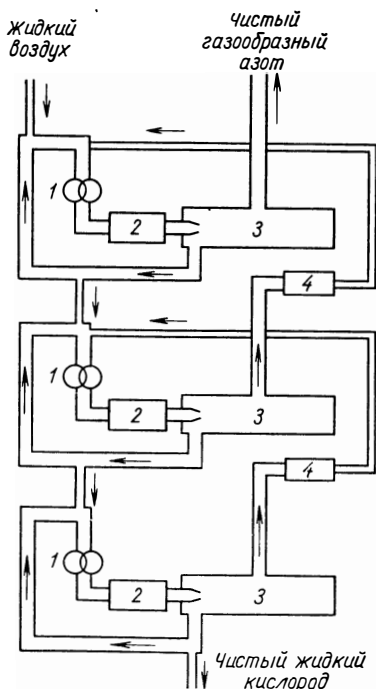


Рис. 3.50. Схема вихревого ступенчатого сепаратора:

1 — насос; 2 — подогреватель; 3 — вихревая камера; 4 — холодильник.

теплообменного и коротко бодетандерного ожигителя.

После сжижения воздух разделяется в каскадных вихревых сепараторах [124] или в обычных разделительных колоннах [125]. Один из вариантов вихревого сепаратора изображен на рис. 3.50.

Необходимо заметить, что в случае использования РПД, которые позволяют продолжительное время работать в прямоточном режиме, может быть накоплен кислород в баках первой и второй ступеней. При применении ЖРД, кислород целесообразно накапливать только на второй ступени, причем в этом случае можно, по-видимому, говорить только о частичной доливке баков.

Отделенный от воздуха азот может подаваться на охлаждение элементов двигателей и затем на наддув баков. Его можно использовать и для непосредственного выброса, т. е. создания некоторой тяги.

В качестве примера рассмотрим последовательность расчета охарактеризуем особенности тур-

а) Теплообменная накопительная система (рис. 3.51) характерна тем, что сжимаемый воздух отдает тепло переохлажденному водороду (расчет такого охлаждения и конденсации можно найти в работе [126]). Поскольку теплоемкость водорода

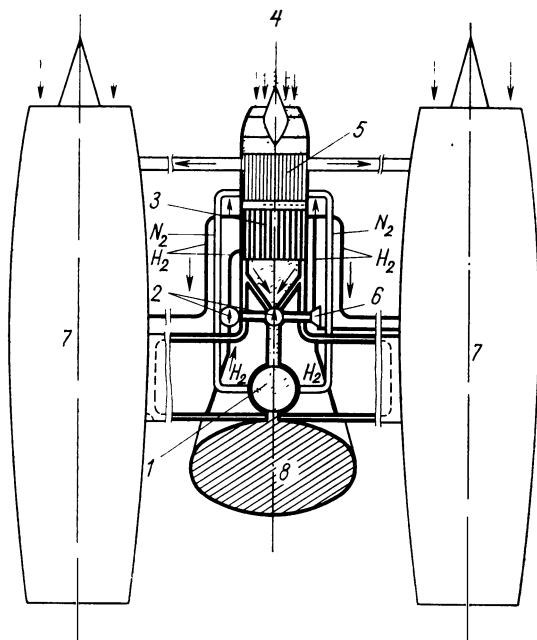


Рис. 3.51. Возможная схема накопления жидкого воздуха или кислорода с теплообменником: 1 — сепаратор; 2 — насос; 3 — основное охлаждение; 4 — воздух; 5 — предварительное охлаждение; 6 — турбина; 7 — двигатели; 8 — бак для жидкого кислорода.

очень высока [значительно больше, чем у азота и тем более кислорода (рис. 3.52)], то очень сильного переохлаждения он не требует. При применении преднасосов [127] переохлаждения может не требоваться совсем.

Тепловая мощность теплообменника (например, количество теплоты, получаемой ежесекундно водородом)

$$N_q = \alpha_{\text{H}_2} S_{\text{H}_2} \Delta T \text{ ккал/сек.}$$

Следует приравнять эту величину, учтя потери холода в теплообменник, к тому количеству тепла, которое отдает воздух:

$$\alpha_{\text{H}_2} S_{\text{H}_2} \Delta T = \alpha_{\text{возд}} S_{\text{возд}} \Delta T \eta,$$

где  $\alpha$  — коэффициент теплопередачи,  $\text{ккал}/(\text{м}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{град})$ ;  $\eta$  — к. п. д. теплообменника;  $S_{\text{H}_2}$  и  $S_{\text{возд}}$  — поверхности соприкосновения,  $\text{м}^2$ ;  $\Delta T$  — средний температурный напор [48]. Значения

среднего температурного напора определяются по формуле

$$\Delta T = \frac{(T_{\text{H}_2}^{\text{ВХ}} - T_{\text{ВОЗД}}^{\text{ВХ}})(T_{\text{H}_2}^{\text{ВЫХ}} - T_{\text{ВОЗД}}^{\text{ВЫХ}})}{\ln \frac{T_{\text{H}_2}^{\text{ВХ}} - T_{\text{ВОЗД}}^{\text{ВХ}}}{T_{\text{H}_2}^{\text{ВЫХ}} - T_{\text{ВОЗД}}^{\text{ВЫХ}}}},$$

где соответствующие индексы обозначают входные и выходные полные температуры водорода и воздуха.

При расчете теплообменника, как правило, задан расход водорода  $G_{\text{H}_2}$ , который определяется режимом работы двигателя на первой ступени ракеты. Из допустимых условий работы системы наддува и преднасоса, характеризующих давление перед теплообменником  $p_{\text{H}_2}^{\text{ВХ}}$ , и условий работы водородного насоса ТНА (минимально допустимое давление на выходе  $p_{\text{H}_2}^{\text{ВЫХ}}$ ), находят допустимое сопротивление (тепловое и гидравлическое) теплообменника по водородной магистрали, которое эквивалентно падению давления:

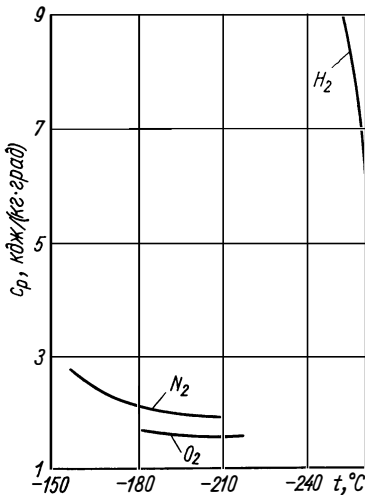
$$\Delta p = p_{\text{H}_2}^{\text{ВХ}} - p_{\text{H}_2}^{\text{ВЫХ}}.$$

Эта величина служит для определения допустимой средней скорости водорода в канале теплообменника

$$v_{\text{H}_2} \approx \frac{v_{\text{H}_2}^{\text{ВХ}} + v_{\text{H}_2}^{\text{ВЫХ}}}{2},$$

а, следовательно, задает его габариты.

Рис. 3.52. Теплоемкости  $c_p$  жидких водорода, азота и кислорода.



Условия бескавитационной работы двигательных насосов, а также эксплуатационные соображения позволяют найти уровень переохлаждения водорода или допустимый уровень его нагрева:

$$\Delta T_{\text{H}_2} = T_{\text{H}_2}^{\text{ВЫХ}} - T_{\text{H}_2}^{\text{ВХ}}.$$

Естественно, что значение температуры насыщения берется в соответствии с конкретным давлением водорода (рис. 3.53). При детальном расчете теплообменника следует давать запас по  $\Delta p$  и  $\Delta m$  на работу системы разделения воздуха, которая может потребовать дополнительного охлаждения.

Зная теплоемкость  $c_p$  (см. рис. 3.52), допустимый уровень нагрева  $\Delta T_{\text{H}_2}$  и расход водорода, можно легко получить верхний предел тепловой мощности теплообменника:

$$N_q T_{\text{H}_2} = c_p \Delta T_{\text{H}_2} \frac{G_{\text{H}_2}}{g} \geq \alpha_{\text{H}_2} S_{\text{H}_2} \Delta T \eta.$$

Эта величина может потребоваться для предварительных оценок системы.

Рассчитывая коэффициент теплопередачи при кипении движущегося в круглой трубе водорода  $\alpha_{H_2}$  (форма трубы выбирается из конструктивных соображений), следует иметь в виду [126], что существует три участка с разными режимами теплопередачи. Относительная длина первого участка, на котором происходит

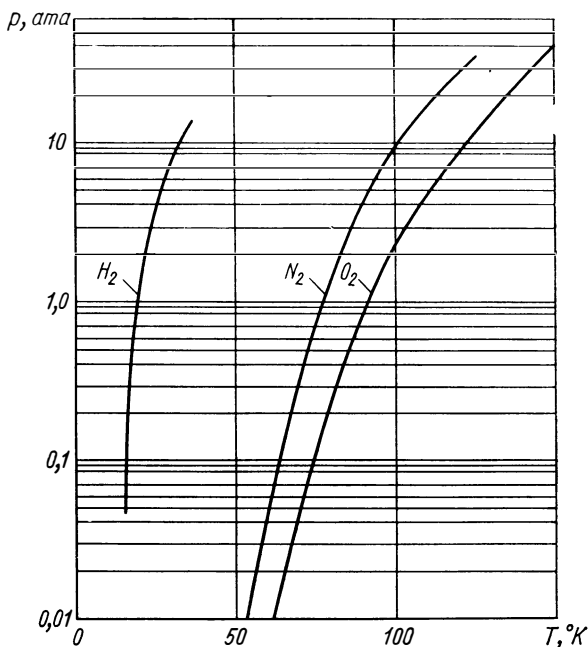


Рис. 3.53. Давление и температура насыщения паров  $H_2$ ,  $O_2$ ,  $N_2$ .

начальный подогрев водорода, заканчивающийся повышением его температуры до температуры насыщения на стенке трубы, соответствующей давлению в данном сечении, определяется по формуле

$$\bar{L}_1 = \frac{L_1}{d} = \frac{3600 c_p \gamma v^{Bx} (t_1'' - t_{H_2}^{Bx})}{4 \bar{i}_q} - 10,4 \left( \frac{v}{a} \right)^{0,6} \left( \frac{v^{Bx} d}{v} \right)^{0,2},$$

где  $d$  — диаметр трубки теплообменника,  $m$ ;  $c_p$  — удельная теплоемкость водорода,  $ккал/(кг \cdot град)$ ;  $\gamma$  — его удельный вес,  $кг/м^3$ ;  $v^{Bx}$  — скорость водорода на входе в трубу,  $м/сек$ ;  $t_1''$  — температура насыщения (кипения) при давлении в конце первого участка,  $°C$ ;  $t_{H_2}^{Bx}$  — температура водорода на входе в трубу,  $°C$ ;  $\bar{i}_q$  — средняя по трубе плотность теплового потока,  $ккал/(м^2 \cdot ч)$ ;  $\nu$  — коэффициент кинематической вязкости,  $м^2/ч$ ;  $a$  — коэффициент температуропроводности водорода,  $м^2/ч$ .

На этом участке коэффициент теплопередачи  $\alpha_{\text{H}_2}^{\text{I}}$  следует брать как среднеарифметическое величин, рассчитанных по формулам, справедливым для длинных  $\left(\frac{L_1}{d} \geq 50\right)$  круглых прямых труб, при числе Прандтля  $Pr \approx 1$  [48, 128]:

$$\alpha_{\text{H}_2}^{\text{I}} = 0,04 Re^{-0,25} \frac{\bar{v}}{3600\nu} \lambda,$$

$$\alpha_{\text{H}_2}^{\text{II}} = \frac{Nu\lambda}{d} = \frac{0,023 Re^{0,8} Pr^{0,4} \lambda}{3600d},$$

где  $Re = \frac{3600\bar{v}d}{\nu} = \frac{\gamma\bar{v}d}{\eta}$  — критерий Рейнольдса;  $\bar{v}$  — средняя по участку скорость течения водорода, м/сек;  $\eta$  — коэффициент динамической вязкости, кг/(м·сек);  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности, ккал/(м·ч·град).

В частности, для жидкого водорода [125] при давлении 1 ата ( $t = -252^\circ \text{C}$ ) критерий Прандтля будет следующий:

$$Pr = \frac{3600 c_p \eta}{\lambda} = 1,043 \approx 1.$$

Относительная длина второго участка, на котором жидкость по всему сечению прогревается до температуры насыщения, определяется соотношением

$$\bar{L}_2 = \frac{L_2}{d} = \frac{3600 c_p \gamma v_1^{\text{вх}} (t_2'' - t_{\text{H}_2}^{\text{вх}})}{4i_q},$$

где  $t_2''$  — температура насыщения, соответствующая давлению в сечении  $L_2$  (конец второго участка). Заметим, что температура кипения в любом  $i$ -м сечении трубки находится по формуле [128]

$$t_i'' = (t^{\text{вх}})'' + 21,8 \frac{\zeta_{\text{тр}} (T^{\text{вх}})'' (\gamma' - \gamma'') v^{\text{вх}2} L_i}{r\gamma'' d},$$

где  $(t^{\text{вх}})''$  — температура кипения при давлении  $p^{\text{вх}}$  на входе в трубку;  $\zeta_{\text{тр}}$  — коэффициент гидравлического сопротивления на длине  $L_i$  [129]. Обозначение остальных величин приведено ниже.

Для второго участка коэффициент теплопередачи считается два раза: сначала по тем же формулам, что и для первого участка, а затем по формулам для кипения в большом объеме [128]:

$$\alpha_2^{\text{I}} = 1,9 \cdot 10^{-6} \frac{\lambda^{0,75} \bar{i}_q^{0,7}}{\mu^{0,45} c_p^{0,12} (T'')^{0,37}} \left( \frac{r\gamma''}{\gamma' - \gamma''} \right)^{0,033} \left( \frac{\gamma'}{\sigma} \right)^{0,333}$$

или

$$\alpha_2^{\text{II}} = 1,22 \cdot 10^{-4} \lambda \left( \frac{\gamma' - \gamma''}{\sigma} \right)^{0,5} \left( \frac{\nu}{a} \right)^{0,35} \left[ \frac{Pr\gamma' \bar{i}_q}{3600 r\gamma'' g\mu (\gamma' - \gamma'')} \right]^{0,7},$$

где  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения, кг/м (для водорода при  $-253^\circ \text{C}$  составляет  $2,02 \cdot 10^{-4}$  кг/м);  $\gamma'$  и  $\gamma''$  — удель-

ный вес жидкости и насыщенного пара,  $\kappa\Gamma/\text{м}^3$ ;  $\bar{i}_q$  — средний тепловой поток,  $\text{ккал}/(\text{м}^2 \cdot \text{ч})$ ;  $r$  — скрытая теплота парообразования,  $\text{ккал}/\text{кг}$  (для водорода при  $20^\circ \text{К}$   $r = 0,112$ );  $T''$  — температура насыщения пара,  $^\circ\text{К}$ ;  $\mu$  — коэффициент вязкости кипящей жидкости при данном давлении,  $\kappa\Gamma \cdot \text{сек}/\text{м}^2$  (получается при делении коэффициента динамической вязкости на ускорение земного тяготения  $g$ );  $p$  — абсолютное давление на поверхности нагрева (с учетом гидростатического давления),  $\kappa\Gamma/\text{см}^2$ .

Среднеарифметическое значение  $\alpha_2$  выбирается от рассчитанных по этим двум формулам  $\alpha_2^I$  и  $\alpha_2^{II}$ . Необходимо заметить, что в этих формулах не учитывается влияние теплосодержания пара на коэффициент  $\alpha_2$ , что приводит к очень незначительному его занижению (порядка 0,5 -:- 1%, если судить по опытам для воды). Для водорода влияние этого фактора пока точно не установлено. Более существенную погрешность дает влияние паросодержания, а также давления, скорости, относительной длины канала, недогрева  $\Delta t_n = t'' - t_{\text{ж}}$  и других параметров на критический тепловой поток  $\bar{i}_{q_{\text{кр}}}$ , ограничивающий область устойчивой работы аппарата. Этого ограничения может и не быть, если длина теплообменника выбирается с запасом или если из двух значений  $\alpha_2$  для второго участка, первое из которых подсчитано из условий конвекции, а второе — из условий кипения, выбирается большее.

Можно рассмотреть также схему с установкой насоса на входе в теплообменник и полным испарением водорода (например, в случае применения ТРКД, ПВРД и других ВРД с малым расходом водорода), что позволяет значительно уменьшить его требуемый расход. В этом случае изменение паросодержания по длине трубки будет происходить в широком диапазоне, и его знать необходимо, так как оно сильно влияет на  $\alpha_{\text{H}_2}^i$ .

Начиная с момента, когда вся жидкость превратится в пар, коэффициент  $\alpha_{\text{H}_2}$  считается по обычным формулам для конвекции, т. е. так же, как и для участка  $\bar{L}_1$ .

Для третьего участка, на котором жидкость кипит по всему сечению, коэффициент теплопередачи определяется по формулам для кипения. Длина третьего участка

$$\bar{L}_3 = \bar{L} - \bar{L}_1 - \bar{L}_2,$$

где  $\bar{L} = \frac{L}{d}$  — общая относительная длина теплообменника.

Среднее значение коэффициента теплопередачи к водороду получится из очевидного соотношения

$$\alpha_{\text{H}_2} = \frac{\alpha_1 \bar{L}_1 + \alpha_2 \bar{L}_2 + \alpha_3 \bar{L}_3}{\bar{L}}.$$

Определение величины  $\alpha_{\text{возд}}$  при конденсации воздуха, а точнее — кислорода в присутствии азота, который конденсируется при меньших температурах, представляет значительную труд-



ность. Поскольку поверхность теплообменника смачивается кислотом, теплоотдача считается для пленочной конденсации при условии, что  $Pr > 0,5$  [126], так как число  $Pr$  для воздуха равно 0,75 [130].

Если воздух движется медленно ( $\gamma''v''^2 < 30$ ,  $\gamma''$  — удельный вес насыщенного пара;  $v''$  — его скорость), то при  $Re' > 100$  (число  $Re'$  относится к течению сконденсированной пленки, причем

$$Re' = \frac{\bar{i}_q L}{3600 (r + \Delta i) g \mu'},$$

где  $\bar{i}_q = \frac{N_q}{S_{H_2}} \eta$  — средняя тепловая нагрузка,  $\text{ккал}/(\text{м}^2 \cdot \text{ч})$ ;  $L$  — общая длина трубки теплообменника,  $\text{м}$ ;  $\Delta i = c_{p_{\text{вх}}} T_{0_{\text{вх}}} - c_p T_0$  — разность энтальпий перегретого и насыщенного пара,  $\text{ккал}/\text{кг}$ ;  $g$  — ускорение земного притяжения,  $\text{м}/\text{сек}^2$ ;  $\mu'$  — коэффициент вязкости конденсата,  $\text{кг} \cdot \text{сек}/\text{м}^2$ ) и при  $\Delta t > \Delta t_{\text{кр}}$ , где  $\Delta t = t'' - t_c$ , а  $\Delta t_{\text{кр}} = 395 \frac{Pr'}{c_p'} \left( \frac{v'^2}{g} \right)^{1/3}$ , коэффициент теплопередачи рассчитывается по формулам

$$\alpha = \lambda' \left( \frac{g}{v'^2} \right)^{1/3} \frac{0,16 Pr'^{1/3} Re'}{Re' - 100 + 63 Pr'^{1/3}}.$$

Здесь  $\lambda'$  и  $v'$  выражаются соответственно в  $\text{ккал}/(\text{м} \cdot \text{ч} \cdot \text{град})$  и  $\text{м}^2/\text{сек}$ .

Для реальных теплообменников, у которых объем весьма ограничен и воздух движется со значительными скоростями, коэффициент теплопередачи вычисляется по формуле

$$\alpha_p = \alpha \left[ 1 + 0,013 \left( \frac{\gamma''}{\gamma'} \right)^{1/2} \frac{\bar{v}''}{(g v')^{1/3}} \right],$$

где  $\bar{v}'' = \sqrt{\frac{v_1''^2 + v_1'' v_2'' + v_2''^2}{3}}$ , причем индексом 1 отмечена скорость воздуха на входе в теплообменник, а индексом 2 — на выходе из него.

Если учесть, что воздух — это двухкомпонентный газ и в формулы для расчета процесса теплопередачи подставить все параметры, рассчитанные по соотношению

$$\Pi = \Pi_{O_2} C_{O_2} + \Pi_{N_2} C_{N_2},$$

где  $\Pi$  — интересующая нас константа для воздуха;  $\Pi_{O_2}$  и  $\Pi_{N_2}$  — соответствующие константы для кислорода и азота [125], а  $C_{O_2}$  и  $C_{N_2}$  — относительные объемные концентрации кислорода и азота в атмосфере на данной высоте, то тогда, очевидно,  $\alpha_{\text{возд}} = \alpha_p$ .

Полагая для тонких труб  $S_{H_2} = S_{\text{возд}}$ , зная  $L$ ,  $d$ ,  $\alpha_{H_2}$ ,  $\alpha_{\text{возд}}$ ,  $T_{H_2}^{\text{вх}}$ ,  $T_{H_2}^{\text{вых}}$ ,  $T_{\text{возд}}^{\text{вх}}$  (последнее требуется для стабильной работы системы

разделения), а также задаваясь значением к. п. д.  $\eta = 0,8$ , строим номограмму для определения совместных расходов  $G_{H_2}$  и  $G_{возд.}$  в зависимости от режима полета.

Расчет теплообменника, таким образом, позволяет найти  $G_{возд.}$  при заданной  $T_{возд.}^{вых}$ .

Имея серию характеристик диффузора, т. е. зависимостей коэффициента расхода для различных чисел  $M_n$  полета, и зная гидравлическое сопротивление теплообменника, определяем  $p_{возд.}^{ввых}$ . В целях стабильности работы разделительного устройства может быть задано постоянное значение  $p_{возд.}^{ввых}$ . При этом диффузор должен регулироваться.

Количество получаемой в теплообменнике жидкой фазы  $G_{ж}$  определяется по  $T-S$ -диаграмме для воздуха (рис. 3.54).

Количество жидкой фазы можно увеличить, если применить процесс дросселирования, основанный на дроссельном эффекте Джоуля-

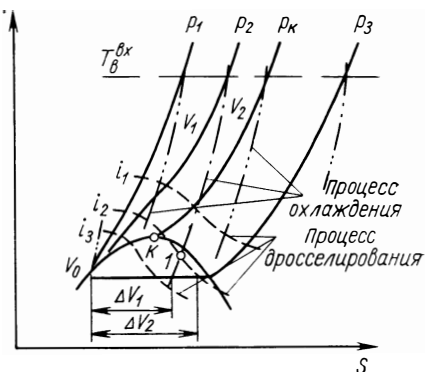


Рис. 3.54. Процесс ожидания при охлаждении и дросселировании в  $T-S$ -диаграмме для воздуха ( $\Delta V_1$  — объем жидкой фазы при охлаждении в теплообменнике,  $\Delta V_2$  — при дополнительном дросселировании, начиная с точки  $J$ ).

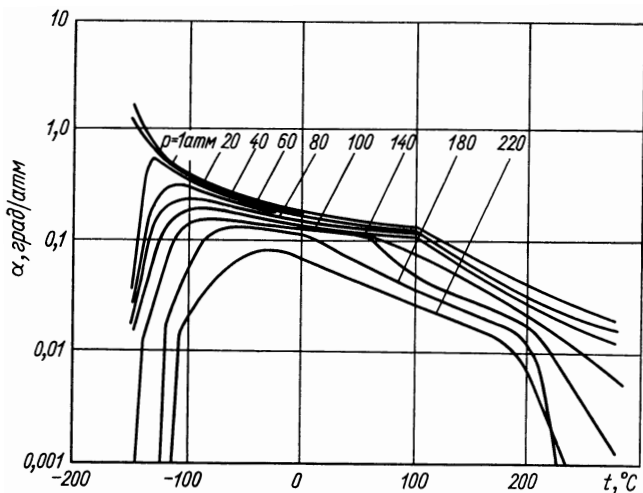


Рис. 3.55. Дифференциальный дроссельный эффект для воздуха.

Томпсона (рис. 3.55). Применяя дроссель, следует выбирать параметры на выходе из теплообменника такими, чтобы они соот-

ветствовали оптимальным коэффициентам ожигения, которые относятся только к газовой фазе на выходе из теплообменника. Газообразный обогащенный азотом воздух идет на предварительное охлаждение забираемого воздуха, а затем — на охлаждение двигателей.

Разделение фактически начинается уже в теплообменнике, так как на выходе из него жидкий воздух более насыщен кислородом, нежели захватываемый атмосферный. Это объясняется

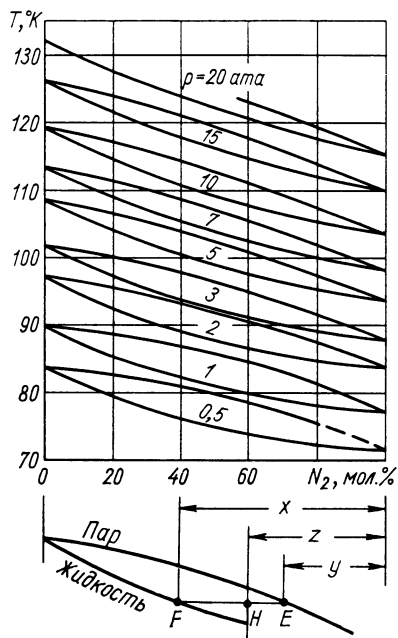


Рис. 3.56. Диаграмма состояния азот — кислород.

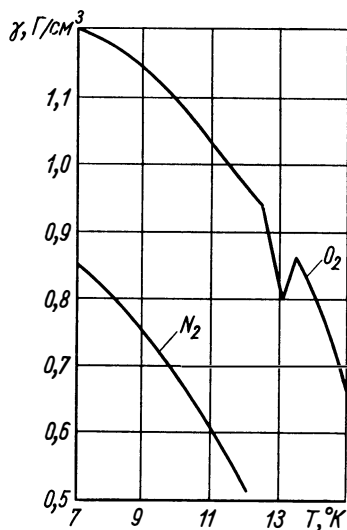


Рис. 3.57. Зависимость удельного веса жидкого кислорода и азота от температуры.

особенностью фазового равновесия азотно-кислородной смеси (рис. 3.56). На диаграмме определенному давлению  $p_{\text{возд}}^{\text{вых}}$  соответствует линия начала конденсации (верхняя кривая) и линия конца конденсации (нижняя кривая). Например, при  $T_{\text{возд}}^{\text{вых}} = 80^\circ \text{K}$  и  $p_{\text{возд}}^{\text{вых}} = 1 \text{ кг/см}^2$  кислорода в жидкой фазе уже не 23, а 40%. При более низком давлении содержание кислорода в конденсате увеличивается еще больше.

Дальнейшее разделение может идти в испарителе вихревого типа (см. рис. 3.50), принцип действия которого основан на существенной разнице плотностей жидкого кислорода и азота (рис. 3.57), на разнице их теплоты испарения, а также на вихревом эффекте создания радиального градиента температур [131, 132]. Надежного метода расчета характеристик такого устройства пока нет,

они получают экспериментально. Можно упомянуть также парамагнитный принцип разделения [133], имеющий, по-видимому, большое будущее.

Разделение можно проводить и в каскадном процессе охлаждения — нагрева, однако система в этом случае становится тяжелее и выход кислорода получается меньшим. Неплохие результаты может дать комбинированная схема, включающая оба этих устройства. Возможно также применение обычных разделительных (ректификационных) колонн [125].

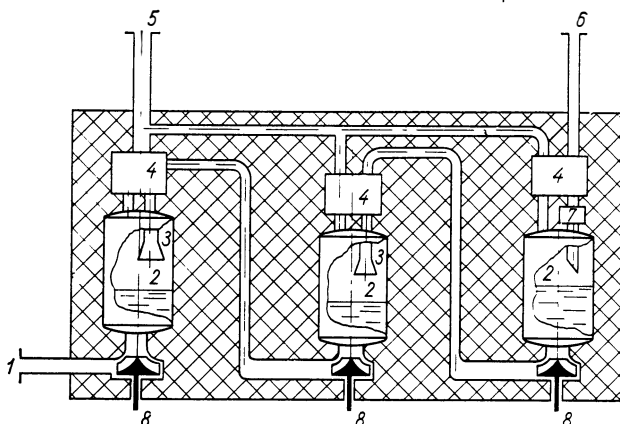


Рис. 3.58. Схема каскадного разделителя:

1 — выход жидкого кислорода; 2 — расширительный бак; 3 — расширительное сопло с дросселем; 4 — теплообменник; 5 — выход газообразного азота; 6 — вход переохлажденного воздуха; 7 — дроссель; 8 — привод насоса.

Оценим эффективность каскадного разделения (рис. 3.58). Если в первом отстойнике у конденсата  $T_{\text{возд}} = 80^\circ \text{K}$  и  $p_{\text{возд}} = 1 \text{ кг/см}^2$ , причем в конденсате содержится 40% кислорода, то после перекачки насосом во второй каскад уже с параметрами  $T_{\text{возд}} = 90^\circ \text{K}$  и  $p_{\text{возд}} = 2,0 \text{ кг/см}^2$  (так как насос сообщает тепло в результате необратимых потерь), конденсат содержит 65% кислорода. Однако самого конденсата становится меньше. Если представить количество расходуемого в 1 сек конденсата из второго каскада  $G_{\text{возд}}^*$  через его мольную концентрацию по кислороду  $x$ , а мольную концентрацию по кислороду соответствующей паровой фазы  $y$ , то его отношение к поступившему в этот каскад конденсату  $G_{\text{возд1}}^*$  с мольной концентрацией по кислороду  $z$  будет выражаться (см. рис. 3.56) формулой [134]

$$\frac{G_{\text{возд2}}^*}{G_{\text{возд1}}^*} = \frac{z-y}{x-y} = \frac{EH}{EF},$$

так как

$$\frac{G_{\text{возд}_2}^{\text{ЖК}}}{G_{\text{возд}_2}^{\text{П}}} = \frac{z-y}{x-z} = \frac{EH}{HF},$$

где  $G_{\text{возд}_2}^{\text{П}}$  — расход пара из второго каскада.

В этом примере после второго каскада осталось всего 15% конденсата. В принципе таким путем можно получить какую угодно степень очистки, однако она обратно пропорциональна выходу жидкого кислорода.

Следует, наконец, добавить, что межкаскадные насосы приводятся во вращение турбодетандерами, через которые проходит

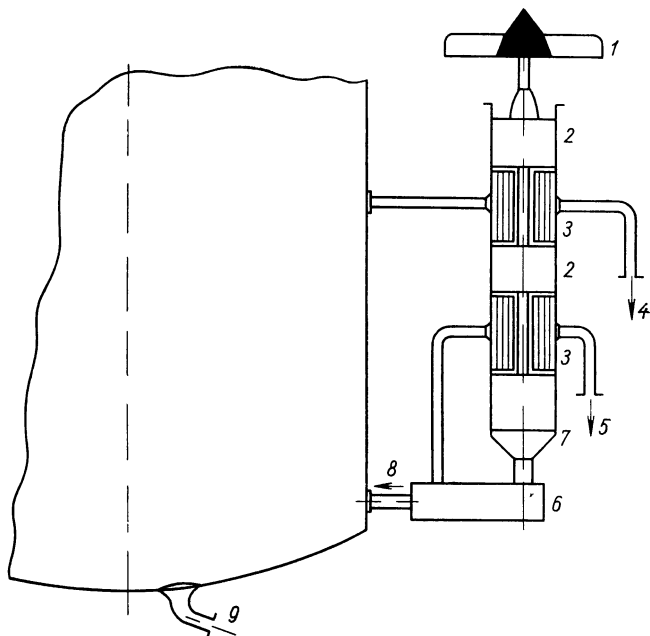


Рис. 3.59. Турбодетандерная схема накопления жидкого воздуха или кислорода:

1 — крыльчатка — привод ротора; 2 — компрессор; 3 — теплообменник; 4 — жидкий кислород к ЖРД; 5 — газообразный азот на охлаждение двигателя; 6 — каскадный разделитель; 7 — турбодетандер; 8 — кислород в бак; 9 — основной расход кислорода.

сбрасываемый азот, поступающий затем в предварительный теплообменник. Если мощности турбодетандеров не хватает, применяются дополнительные воздушные турбины.

б) Турбодетандерная накопительная система (рис. 3.59) может применяться тогда, когда основные двигатели используют кислород, хладомощности которого недостаточно.

Входящие в схему холодильные теплообменники и разделительные каскады рассчитывают теми же методами, что и в предыдущем примере.

В случае переохлажденного кислорода выходящий из основного теплообменника конденсат должен отделяться от газа и, минуя детандер, непосредственно подаваться в первый разделительный каскад. Детандер-охладитель рассчитывается обычным способом [135]. Его мощность расходуется на привод межкаскадных насосов, причем такая схема позволяет поддерживать в разделительных каскадах пониженное давление.

Более подробно с термодинамикой процессов сжижения и разделения можно ознакомиться в работах [130, 134]. Для ориентировочных расчетов можно руководствоваться следующими данными [134]:

идеальная (минимальная) работа разделения газообразного воздуха при  $T = 290^\circ \text{K}$  равна  $0,0522 \text{ квт} \cdot \text{ч}$  на  $1 \text{ кг}$  кислорода (газа);

работа разделения газообразного воздуха (теоретическая) равна  $0,0775 \text{ квт} \cdot \text{ч}$  на  $1 \text{ кг}$  воздуха;

работа разделения сжиженного воздуха (идеальная), включая и работу сжижения, равна  $0,228 \text{ квт} \cdot \text{ч}$  на  $1 \text{ кг}$  жидкого кислорода.

Эта величина должна быть увеличена еще за счет гидравлических потерь в тракте сжижения — разделение и на необратимые потери холода.

При расчете тяговой эффективности системы с накоплением кислорода необходимо вводить дополнительное аэродинамическое сопротивление (работа этой силы и идет на процесс сжижения — разделение):

$$\Delta X = S_n (q C_{x_d} + v_n^2 \rho_n),$$

где  $S_n$  — суммарная входная площадь диффузоров системы накопления;  $q$  — скоростной напор;  $C_{x_d}$  — коэффициент суммарного сопротивления диффузоров;  $v_n$  — скорость полета;  $\rho_n$  — плотность окружающей среды.

В заключение необходимо сделать одно важное замечание по процессу накопления на активном участке полета. Рассмотренные системы имели запас холода, который обеспечивался жидким водородом или переохлажденным жидким кислородом. Очевидно, что большая разница между температурами летательного аппарата и внешней среды может использоваться не только для накопления, но и для получения энергии из атмосферы. В частности, в первых советских ракетах, созданных Группой изучения реактивного движения (ГИРД), применялась энергия атмосферы для вытеснения жидкого кислорода из баков. Задача использования энергии атмосферы в будущем (особенно в случае применения жидкого водорода) еще ждет своего решения. Во всяком случае, теплоизоляция ракетных баков или большие потери криогенного топлива на испарение или неполноту забора из-за атмосферного нагрева не являются лучшими решениями.

*Накопление внешней среды во время орбитального или межпланетного полета* удобно разделить на следующие частные задачи:

- накопление воздуха;
- накопление кислорода;
- накопление азота;
- накопление водорода;
- накопление свободных радикалов;
- накопление метеоритного вещества;
- накопление антивещества.

Принцип работы подобных тяговых систем хорошо понятен из следующего примера. На орбиту вокруг Земли ракета-носитель выводит ограниченный ее мощностью полезный груз, который имеет пустые емкости для набора массы и соответствующие накопительные устройства. В процессе орбитального полета на сравнительно низких высотах, поддерживаемого электрореактивными двигателями, происходит накопление внешней массы. В дальнейшем тяговая система использует эту массу для выполнения заданной космической операции, например для полета к планетам Солнечной системы.

В литературе отмечается [136—138], что такая тяговая система значительно выгоднее ракет-носителей, у которых на всех ступенях применен в качестве горючего водород; при полете к Луне она может обеспечить увеличение веса полезного груза в два раза. При полете к Марсу эффективность химической ракеты — даже с ядерной верхней ступенью — значительно ниже. Если сравнивать систему накопления и плазменную тяговую систему с одинаковыми удельными весами, составляющими  $9 \text{ кг/квт}$ , то первая система обеспечивает выигрыш в полезном грузе, доставляемом на Марс, оцениваемый в 20%. Если же ориентироваться на возможность накопления рабочего тела на орбите Марса, то выигрыш получается четырехкратным. В этих оценках принимали, что вес системы накопления составляет 20% выносимого ракетой полезного груза.

Н а к о п л е н и е в о з д у х а уже рассматривалось в начале этого раздела. Здесь же речь пойдет не о мягкой посадке, требующей незначительного количества газообразного воздуха, а о межпланетном полете, для которого необходимы большие запасы массы. Естественно, что удобнее всего для этих целей запастись воздухом в сжиженном состоянии. В отличие от рассмотренной выше системы сжижения в процессе накопления воздуха на активном участке полета в данном случае затруднено предварительное охлаждение, которое, из-за отсутствия расхода водорода или другой криогенной жидкости должно осуществляться специальным контуром. Вместе с тем воздух в первичный теплообменник поступает со значительно более высокой температурой, соответствующей торможению с орбитальной скорости (рис. 3.60). Давление воздуха на входе в теплообменник соответствует (в худшем случае) торможению в прямом скачке, что означает повышение давления на высоте 100 км в 400 раз, т. е. давление на входе в теплообменник очень низкое — порядка  $8 \cdot 10^{-4} \text{ кг/см}^2$ , поэтому

могут потребоваться дополнительные системы — нагнетатели (криокомпрессоры) или же адсорбционные устройства [139], вымораживающие.

Необходимо отметить, что полет по низкой орбите встречает значительные трудности: аэродинамический нагрев и аэродина-

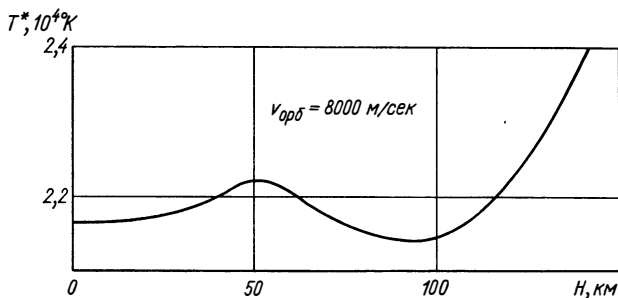


Рис. 3.60. Зависимость температуры торможения от высоты орбитального полета.

мическое сопротивление (рис. 3.61), которые могут менять величину в зависимости от геометрической формы аппарата. В частности,

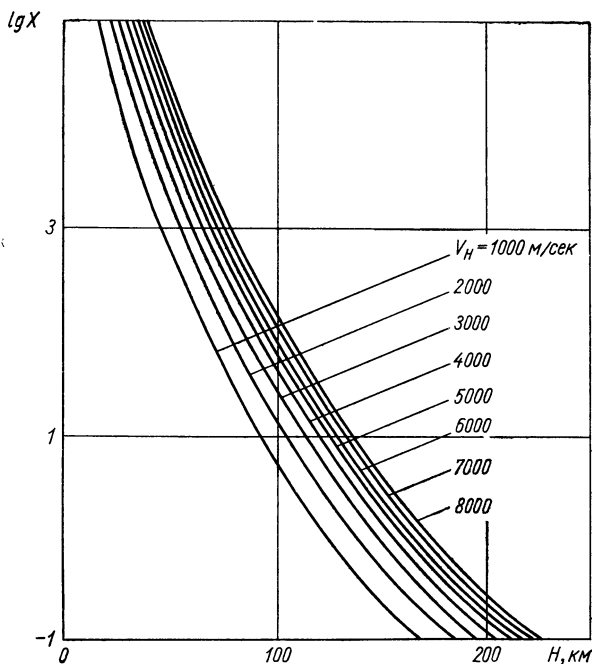


Рис. 3.61. Зависимость аэродинамического сопротивления сферы радиусом 1 м от скорости и высоты.



для обратной конической формы (рис. 3.62), предлагаемой в работе [138], сопротивление и нагрев минимальны. Если при этом нагрев не представляет каких-либо конструктивных затруднений [128], то аэродинамическое сопротивление и в основном тормозящий импульс захватываемого потока все же требуют компенсации с помощью тягового устройства, расходуемая масса для которого должна составлять часть захватываемой. Это может быть достигнуто только тогда, когда удельная тяга такого устройства 1000—2000 *сек*, что, в свою очередь, означает необходимость применения

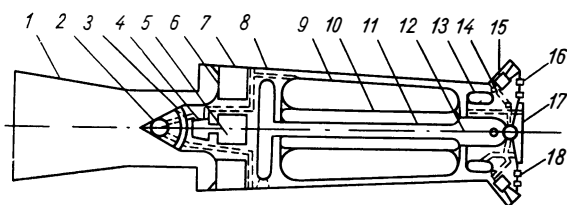


Рис. 3.62. Одна из предлагаемых схем летательного аппарата с накоплением внешней массы:

1 — вход; 2 — ядерный реактор и испаритель; 3 — защитный экран; 4 — турбина; 5 — генератор; 6 — вход воздуха в криокомпрессор; 7 — криокомпрессор; 8 — радиатор испарителя ядерного реактора; 9 — бак жидкого воздуха; 10 — бак жидкого кислорода; 11 — туннель для подхода экипажа; 12 — отсек экипажа; 13 — бак жидкого водорода; 14 — источник плазмы; 15 — МГД-двигатель; 16 — вспомогательные химические двигатели; 17 — стыковочный буфер; 18 — устройства для орбитальной стыковки.

плазменного или электротермического двигателя, работающего на азоте и воздухе. Модели подобных двигателей уже созданы и в настоящее время успешно испытываются [140].

Таким образом, необходима энергия для сжижения воздуха и создания тяги, компенсирующей аэродинамическое сопротивление, которое, естественно, включает и тормозящий импульс, возникающий при захвате воздуха. При более точных оценках необходимо учитывать потребность в дополнительной тяге для осуществления корректировочных маневров и ориентации. Наиболее приемлемой для этих целей может оказаться только ядерно-электрическая или ядерномеханическая установка.

Схема устройства для накопления жидкого воздуха, представленная на рис. 3.63, работает по обычному циклу ожигения.

На больших высотах, где плотность атмосферы мала, система накопления с успехом может выполнять роль системы термостагирования.

Накопление кислорода может потребоваться в том случае, если тяговая система использует обычные кислородные ЖРД или комбинированные двигатели с твердым горючим и жидким кислородом в качестве окислителя. Этот же принцип применим при создании долгодействующих орбитальных заправочных станций.

В отличие от только что рассмотренной системы может применяться серия вихревых разделителей, принцип действия которых

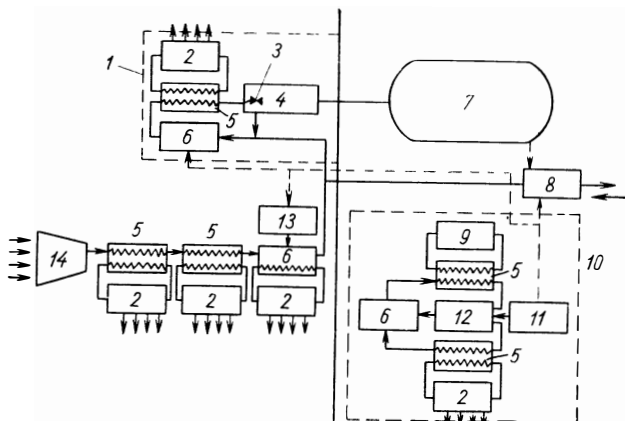


Рис. 3.63. Схема устройства для накопления жидкого воздуха на орбите:

1 — система сжижения; 2 — радиатор; 3 — дроссель; 4 — сепаратор; 5 — теплообменник; 6 — компрессор; 7 — бак; 8 — двигатель; 9 — реактор; 10 — силовая установка; 11 — генератор; 12 — турбина; 13 — электромотор; 14 — воздухозаборник.

описан выше. Обратное движение в данной схеме совершает не воздух, а азот, который к тому же более выгоден как рабочее тело (пониженная агрессивность и более низкий, чем у воздуха, молекулярный вес).

На рис. 3.64 приведены американские данные по зависимости времени удвоения массы орбитальной заправочной станции от удельной массы источника энергии применительно к накоплению воздуха или кислорода для идеального и реального случаев. Предполагается, что: 1) в идеальном случае доля веса конструкции спутника от общего его веса (накапливаемый компонент плюс энергетические устройства) равна нулю, 2) вспомогательные агрегаты (разделители, помпы и т. д.) энергии не потребляют, 3) аэродинамическое сопротивление станции равно тормозящему импульсу

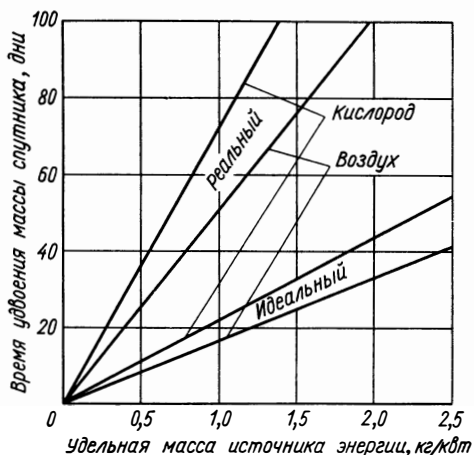


Рис. 3.64. Зависимость времени удвоения веса орбитальной станции за счет накопления кислорода или воздуха от удельной массы источника энергии.

при заборе внешней массы, 4) к. п. д. поддерживающих двигателей равен единице. В реальном случае вес конструкции составит 20% веса энергосистемы, вспомогательные агрегаты будут потреблять 25% полной энергии станции, аэродинамическое сопротивление увеличит общее сопротивление станции на 12%, а к. п. д. поддерживающих двигателей будет составлять 0,75.

Расчеты, выполненные для тех же условий применительно к эллиптической траектории, показали, что время удвоения веса увеличивается примерно в два раза. Иначе говоря, эллиптические траектории для накопительных станций использовать нецелесообразно.

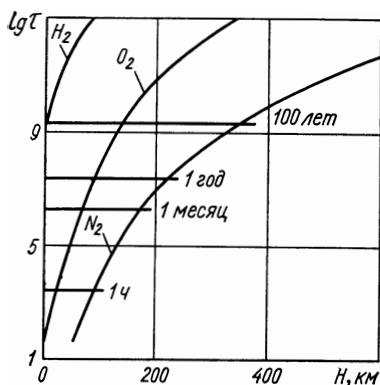


Рис. 3.65. Зависимость периода накопления 1 т вещества в аппарате с заборником площадью 1 м<sup>2</sup> при неограниченной энерговооруженности от высоты круговой орбиты ( $v_{орб} \approx 8000$  м/сек).

Накопление азота требует более сложной системы, которая до разделителя остается без изменения, а далее включает (в отличие от системы накопления кислорода) дополнительное сжигание газообразного азота. Следовательно, мощность, необходимая для ее функционирования, несколько больше.

Эта система может оказаться полезной при создании электрореактивных (плазменных) тяговых космических систем, использующих накопление атмосферы Марса и, возможно, Венеры.

Накопление водорода было бы очень желательным,

так как он является не только наилучшим рабочим телом тепловых реактивных двигателей, но и очень эффективным источником энергии (см. гл. 1). Однако как в атмосфере Земли, так и в межпланетном пространстве плотность водорода весьма низкая, что потребует недопустимо больших периодов его накопления, если применять описанные выше устройства. На рис. 3.65 приведены периоды накопления 1 т азота, кислорода и водорода для круговых земных орбит различных высот в предположении, что площадь заборника составляет 1 м<sup>2</sup>, а ограничений по мощности энергоблока не существует. Из рисунка видно, что периоды накопления водорода недопустимо велики.

При межпланетном перелете, занимающем по времени около двух лет, можно накопить с помощью рассмотренного выше геометрического диффузора всего лишь доли грамма водорода, что практически исключает возможность использования такой системы накопления.

Вблизи планет с атмосферой, насыщенной водородом (Юпитер, Сатурн), эта система может оказаться полезной.

Существует и другой метод — применение магнитного заборника, — возможно, с предварительной ионизацией межпланетного водорода (заметим, что вблизи Земли и даже в околоземном межпланетном пространстве водород уже сильно ионизирован ультрафиолетовым излучением Солнца), причем его эффективность может оказаться в десятки и даже сотни раз выше. По-видимому, целесообразно рассматривать комбинированную схему, использующую накопление водорода и создающую тяговое усилие с помощью его разгона внешним полем, как это было рассмотрено выше.

Система такого типа напоминает описанный ранее космический прямоточный двигатель, но отличается от него наличием входного устройства и аппаратуры нейтрализации, охлаждения и сжижения водорода.

Следует, однако, отметить, что подобные устройства будут применяться, вероятно, только при очень дальних полетах (возможно, за пределы Солнечной системы), причем может возникнуть дополнительная трудность, связанная с необходимостью торможения релятивистских частиц. В настоящее время существуют кольцевые накопители элементарных частиц [141], но удастся ли уменьшить вес и габариты накопителей с одновременным увеличением плотности накапливаемых частиц — неизвестно.

Накопление свободных радикалов и особенно свободнорадикального кислорода может быть проведено в верхних слоях атмосферы Земли. Если начатые экспериментальные исследования по намораживанию радикалов на холодную стенку в присутствии магнитного поля, сортирующего их спиновую ориентацию (см. гл. 1), увенчаются успехом, то принципиальная схема таких накопителей будет мало отличаться от систем накопления обычного типа. Потребуется, однако, иметь сепаратор, отделяющий свободные кислородные радикалы от кислородных молекул и других примесей (азот, инертные газы, пары воды, водород и т. д.) еще до торможения в заборнике, а самое главное — коллектор для намораживания, охлаждаемый гелием до сверхнизких температур ( $0,001$ — $0,01^\circ$  K). Сепарацию свободных радикалов кислорода можно осуществить, используя парамагнитный эффект.

Заметим, что пока нет схемы, позволяющей представить способ применения в двигателях свободнорадикального топлива.

Накопление метеоритного вещества может производиться с помощью предварительной его зарядки и фокусирования в магнитном поле. Уже упоминалось, что подобный метод был предложен Ф. А. Цандером для защиты летательных аппаратов от метеоритной опасности.

Накопленное метеоритное вещество может явиться хорошим рабочим телом электростатических коллоидных двигателей. Однако трудности самого процесса накопления и главным образом проблема электромагнитного торможения частиц не позволяют надеяться на практическое осуществление этой схемы в ближайшем будущем.

Накопление антивещества, если необходимое количество такового имеется в космосе, может оказаться приемлемым методом его использования в космических тяговых системах. Использование антивещества в двигателях проточного типа будет затруднено из-за значительных неравномерностей его возможного распространения и чрезвычайно малых концентраций. Кроме того, применять реакцию аннигиляции можно не всегда и не везде из-за ее опасного радиационного эффекта. Что касается лабораторного получения антивещества на Земле, то схема такого процесса пока не известна.

### § 3.2. Электростатические тяговые системы

В зарубежной литературе под электростатическими двигателями обычно подразумевают ионные или коллоидные реактивные двигатели, использующие внутреннюю массу и бортовой источник энергии. В отличие от них в настоящей книге будут рассмотрены тяговые системы, использующие внешнюю массу и частично внешнюю энергию, т. е. будут излагаться не принципы разгона внешней массы во внешнем или внутреннем электрическом или магнитном поле корабля (такой прямоточный принцип был изложен в предыдущем параграфе), а принципы взаимодействия искусственного электростатического поля корабля с внешним электрическим или магнитным полем, которое так или иначе связано с космическими массами.

Эффективность рассматриваемых тяговых электростатических систем определяется возможностью сообщения летательному аппарату определенного заряда  $Q_{л.а.}$ , а также наличием внешнего электрического  $E$  или магнитного  $H$  поля.

В связи с этим прежде всего необходимо определить возможность электростатической зарядки космических тел и летательных аппаратов.

В гл. 2 приведены известные в настоящее время данные об электрических зарядах Земли и Луны. Эти заряды чрезвычайно малы и потому искусственная зарядка летательного аппарата, использующего для своего движения силу электростатического взаимодействия, будет сопряжена с большими трудностями. Основная проблема состоит в том, что аппарату необходимо сообщать очень большие заряды.

Методы искусственной зарядки летательного аппарата отличаются только способом отделения от него заряженных частиц, для чего могут применяться следующие устройства:

- ампулы  $\alpha$ - или  $\beta$ -активных изотопов;
- электростатические генераторы и электростатические ускорители электронов и протонов;
- электронные и протонные ускорители с нестационарными магнитными полями.

Работа зарядки изолированного тела в идеальном случае равна работе отделения заряженных частиц, которая для сферического корабля будет следующей:

$$L_{\text{з}} = \int_{r=R_{\text{л. а}}}^{r=\infty} \frac{Q_{\text{л. а}}^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^2} dr = \frac{Q_{\text{л. а}}^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \left| \frac{1}{R_{\text{л. а}}} - \frac{1}{\infty} \right| \partial \mathcal{J},$$

где  $Q_{\text{л. а}}$  — электростатический заряд летательного аппарата,  $\kappa$ ;  $\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi} \cdot 10^{11} \text{с}^{-2} = 8,85 \cdot 10^{-12}$  — диэлектрическая проницаемость вакуума ( $c = 3 \cdot 10^{10}$  — электродинамическая постоянная,  $\text{см/сек}$ ),  $\phi/\text{м}$ ;  $\epsilon = 1$  — относительная диэлектрическая проницаемость среды;  $R_{\text{л. а}}$  — радиус от центра корабля, на котором расположено выходное сечение ускорителя,  $\text{м}$ .

С помощью этой зависимости, переписанной в виде

$$L_{\text{з}} = \int_{r=R_{\text{л. а}}}^{r=\infty} \frac{qQ_{\text{л. а}} dr}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^2} = \frac{qQ_{\text{л. а}}}{4\pi\epsilon_0\epsilon R_{\text{л. а}}} \partial \mathcal{J},$$

можно определить энергию, до которой следует разгонять в ускорителе заряженные частицы с зарядом  $q$ , чтобы летательный аппарат приобрел заряд  $Q_{\text{л. а}}$ . Напомним, что отрицательный заряд электрона и положительные заряды позитрона и протона одинаковы и равны  $q_e = 1,6 \cdot 10^{-19}$   $\kappa$ . Положительный заряд  $\alpha$ -частицы  $q_\alpha = 3,2 \cdot 10^{-19}$   $\kappa$ . Обычно энергия элементарных частиц выражается в электронвольтах ( $1 \text{ эв} = 1,61 \cdot 10^{-19} \text{ дж}$ ), поэтому можно записать

$$Q_{\text{л. а}} = \frac{4\pi 8,85 \cdot 10^{-12} R_{\text{л. а}} E_e}{q} = 1,115 \cdot 10^{-10} \frac{E_e}{q} R_{\text{л. а}},$$

где  $E_e = 0,31 \cdot 10^{19} m_e v_e^2$  — энергия частиц, разгоняемых бортовым ускорителем,  $\text{эв}$ , причем  $m_e$  — масса частицы,  $\kappa\text{г}$ , а  $v_e$  — ее скорость на выходе из ускорителя,  $\text{м/сек}$ .

Эта формула справедлива только для абсолютного вакуума. В действительности же покинувшие корабль ускоренные частицы будут взаимодействовать с окружающим веществом, например, в результате упругого или неупругого удара с атомами и молекулами атмосферы или космической среды, из-за чего заряженные частицы будут полностью или частично тормозиться. Торможение может происходить и во внешних электромагнитных полях. Пренебрегая последним эффектом, заметим, что фактически заряженные частицы будут улетать от корабля не на бесконечность, а на расстояние, равное длине полного торможения  $\lambda_{\text{т}}$ , которую для электронов (занимая при этом значение  $Q_{\text{л. а}}$ ) можно заменить длиной свободного пробега  $\lambda$ .

Окончательно имеем

$$Q_{\text{л. а}} = 1,115 \cdot 10^{-10} \frac{E_e}{q} \cdot \frac{\lambda R_{\text{л. а}}}{\lambda - R_{\text{л. а}}}.$$

В данном случае длина свободного пробега ускоренных частиц определяется соотношением

$$\lambda \approx \frac{1}{n\bar{\sigma}},$$

где  $n$  — число частиц окружающей среды в  $1 \text{ см}^3$ ;  $\bar{\sigma}$  — среднее поперечное сечение столкновения (см. гл. 2). Если пренебречь релятивистскими поправками, то [142]

$$\bar{\sigma} = \bar{\sigma}_T + \frac{q_1 q_2 R_2}{2\epsilon_0 m_1 v_1^2},$$

где  $q_1$ ,  $m_1$  и  $v_1$  — соответственно заряд, масса и скорость ускоренной частицы;  $q_2$  и  $R_2$  — заряд и радиус частицы-мишени, а  $\bar{\sigma}_T$  — среднее геометрическое сечение частиц-мишеней.

Если даже предположить, что окружающая среда до начала зарядки корабля была неподвижной (при малых скоростях полета это допущение разумно) и нейтральной, то вскоре после включения ускорителя она начнет ионизоваться и под действием потенциала корабля придет в движение. В этом случае пренебрегать эффектами рассеяния нельзя, тем более что космическая среда ионизована (см. гл. 2).

Фактически для плотных сред формула для расчета  $Q_{\text{л.а}}$  неверна и следует рассматривать нестационарную задачу, когда заряд необходимо поддерживать непрерывной работой ускорителя. Схема этого процесса довольно сложна. В упрощенном виде можно представить, что газ, ионизованный заряжающим лучом в некоторой области, остается квазинейтральным и не взаимодействует электростатически с кораблем, а заторможенные в этой же области заряженные частицы, например электроны, взаимодействуют. Такое состояние можно в нулевом приближении считать установившимся режимом работы (далее будет показано, что необходимо учитывать и взаимодействие корабля с окружающей плазмой) и принимать в дальнейших расчетах, что  $\lambda$  соответствует полностью ионизованной среде и определяется по сечению полного торможения  $\sigma$ . Значение  $\sigma$  определяется для нейтральной и ионизованной среды [143, 144]. При этом необходимо подчеркнуть условность в вычислении  $\sigma$ , так как полного торможения в рассматриваемом вероятностном процессе произойти не может. На самом деле частица после каждого взаимодействия искривляет свою траекторию и, поскольку на нее действует поле корабля, старается вернуться к нему, проходя при этом сложную криволинейную траекторию общей длиной  $L$ . Если бы частица удалялась от корабля строго по радиусу и затем, после полного торможения, возвращалась к нему опять-таки по радиусу, то ее путь в оба конца составил бы  $2\lambda$ . Отношение  $\frac{L}{2\lambda} = h > 1$  называется фактором обхода. Точный расчет этого процесса затруднен из-за того, что заряженная частица в процессе своего полета тормозится и, следовательно, ее газокINETические параметры ( $\sigma$  и  $\lambda$ ) непрерывно меняются.

Предположим, что для частиц малой энергии основным тормозящим фактором является поле корабля, а для частиц большой энергии (которые мы и рассматриваем) — акты их соударений с частицами окружающей среды. Кроме того, считаем, что частица до встречи с кораблем проходит путь  $2\lambda$ , а ее сечение в этом процессе  $\sigma$  равно геометрическому поперечному сечению  $\sigma_r$  для незаряженных молекул, а для заряженных определяется по приведенной ранее формуле.

Заряд корабля за время работы ускорителя (считаем, что ускоряются электроны) меняется по закону

$$Q_{л. а}(t) = Q_{н. а} + I_y t,$$

где  $Q_{н. а}$  — равновесный начальный заряд летательного аппарата [142];  $I_y$  — ток, создаваемый ускоренными частицами,  $a$ ;  $t$  — время работы ускорителя, причем  $t = \tau$  ( $\tau$  — время, за которое ускоренная частица проходит расстояние  $2\lambda$ ). Это время определяет равновесный конечный заряд корабля:

$$Q_{л. а} = Q_{н. а} + I_y \tau.$$

Предполагаем, что взаимодействием частиц в пучке можно пренебречь, и записываем уравнение движения одной частицы:

$$m_e \frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{q_e Q_{л. а}}{4\pi \epsilon_0 r^2}$$

или

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = A r^{-2}, \quad \text{где } A = \frac{q_e Q_{л. а}}{m_e 4\pi \epsilon_0}.$$

Начальные условия при  $t=0$  задаются следующим образом:

$$r'_{0t=0} = R_k; \quad r'_{0t=0} = v_e,$$

поэтому решение дифференциального уравнения получается, если его переписать в виде

$$\frac{dr'}{dt} = A r^{-2}$$

и затем проинтегрировать:

$$\int_{r'_0}^{r'} r'^2 dr' = A \int_0^t dt.$$

Откуда

$$\frac{r'^3}{3} - \frac{v_e^3}{3} = A t \quad \text{или} \quad r'^3 = 3A t + v_e^3$$

и, наконец,

$$\frac{dr}{dt} = \sqrt[3]{3A t + v_e^3}.$$

Следующее интегрирование:

$$\int_{r_0}^r dr = \int_{t_0}^t \sqrt[3]{3A t + v_e^3} dt$$



дает решение

$$r - R_K = \frac{3}{4} (3At - v_e^3)^{\frac{4}{3}} \Big|_0^t = \frac{3}{4} (3At - v_e^3)^{\frac{4}{3}} - \frac{3}{4} v_e^4.$$

Тогда имеем окончательно

$$t = \frac{16m_e\pi\epsilon_0 \sqrt[4]{\left(r + \frac{3}{4}v_e^4 - R_K\right)^3}}{9q_e Q_{л. а}} - \frac{4\pi v_e^3 m_e \epsilon_0}{3q_e Q_{л. а}}.$$

Время, затраченное на уход и возвращение частицы  $\tau$ , выразится формулой

$$\begin{aligned} \tau = t_1 + t_2 = & \frac{16m_e\pi\epsilon_0 \sqrt[4]{\left(\lambda + \frac{3}{4}v_e^4 - R_K\right)^3}}{9q_e Q_{л. а}} - \\ & - \frac{4\pi v_e^3 m_e \epsilon_0}{3q_e Q_{л. а}} + \frac{16m_e\pi\epsilon_0 \sqrt[4]{(\lambda - R_K)^3}}{9q_e Q_{л. а}}. \end{aligned}$$

Решая это уравнение совместно с уравнением

$$Q_{л. а} = Q_{н. л. а} + I_y \tau,$$

находим равновесный заряд летательного аппарата  $Q_{л. а}$ .

Если корабль имеет форму, отличную от сферической, то решение значительно усложняется, поскольку исходное уравнение записывается в виде

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{q_e}{m_e} \mathbf{E}(r),$$

где  $\mathbf{E}(r)$  — вектор напряженности электростатического поля летательного аппарата, определяемый в каждой точке по формуле

$$\mathbf{E}(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \int_S \frac{Q_{п} r}{r^3} dS,$$

где  $Q_{п}$  — поверхностный заряд корабля,  $\kappa/\text{м}^2$ ;  $S$  — его общая площадь поверхности.

Методы расчета значений  $\mathbf{E}(r)$  для тел различной геометрии приведены в работе [145]. Очевидно, что в общем нестационарном случае необходимо брать  $\mathbf{E}(r, t)$ .

Еще более сложным будет решение этой задачи для случая, когда частицы ускоряются не только на борту корабля с их последующим замедлением во внешнем поле, но и вне корабля, например с помощью монохроматического луча от квантового генератора — лазера. При этом частица не только ускоряется вне корабля, но и испытывает пониженное сопротивление, так как луч лазера как бы выметает на ее пути частицы внешней среды. Естественно, что такой метод мог бы в случае его технической реализации значительно увеличить заряд корабля, однако он встречает боль-

шие технические трудности, главным образом из-за искривления траекторий заряженных частиц во внешних магнитных полях.

Начальный равновесный заряд  $Q_{н.л.а} = 0$ , если среда нейтральна, и  $Q_{н.л.а} \neq 0$ , если летательный аппарат находится в плазме. В работе [146] отмечается, что величина этого заряда для различных слоев ионосферы различна. Следует отметить, что рассматривался наихудший вариант, когда в ускорителе разгоняются электроны, а корабль приобретает положительный заряд. Но очевидно, что и для электронов время  $\tau$  в реальных условиях будет выше, т. е. электронный удар может привести к образованию в рассматриваемой области ионизации малоподвижных отрицательных ионов [147]. Для протонного или в общем случае ионного ускорителя это время будет больше (для одной и той же плотности частиц и скорости их вылета из ускорителя).

И тем не менее следует отметить, что величина  $Q_{л.а}$ , рассчитанная указанным выше способом, значительно завышена, поскольку полностью нейтральной и неподвижной среды не существует (см. гл. 2) даже у поверхности Земли. Заряд будет экранироваться из-за дебаевского эффекта [144], вызываемого дрейфом к кораблю частиц противоположного знака [110, 111, 148, 149] и электронов, если корабль заряжен положительно, и в результате возможного обтекания корабля частично ионизованной плазмой, например при его очень быстром движении в ионосфере и тем более когда он находится в зоне радиационных поясов. В детальных расчетах необходимо также учитывать и вторичные эффекты: автоэмиссию [143], фотоэмиссию, термоэмиссию, вторичную эмиссию, вызываемую ударами о поверхность корабля ионов, электронов и нейтральных частиц, а также экзоэмиссию. Одним из видов интенсивной фотоэмиссии является воздействие на летательный аппарат  $\gamma$ -квантов ядерноэнергетической бортовой системы. Не следует также забывать, что эмиссия сильно увеличивается с ростом температуры, поэтому элементы, подверженные нагреву от  $\gamma$ -квантов, а также холодильники-излучатели следует помещать в таком месте, где напряженность электростатического поля минимальна.

Если корабль находится на значительном удалении от Земли (во всяком случае, за пределами ее радиационных поясов), то время  $\tau$  будет чрезвычайно велико. В этом случае ограничение заряда  $Q_{л.а}$  происходит в основном благодаря различным эмиссиям.

Оценим приближенно некоторые факторы, ограничивающие напряженность электростатического поля корабля.

*Эмиссия под действием собственного электрического поля* (автоэмиссия) является предельным ограничением потенциала, когда на заряженный объект не действуют никакие другие эффекты.

Ток автоэлектронной эмиссии  $i_e$  с единицы поверхности идеально гладкого тела сферической формы при температурах  $T = 0 \div 1000^\circ \text{K}$  (возможная равновесная температура поверхности

в космосе) определяется по формуле [150]

$$i_{\text{э}} = \frac{q_e}{2\pi h} \cdot \frac{\Phi_i^{1/2}}{\Phi_a \Phi^{1/2}} E^2 e^{-\frac{8}{3} \frac{\pi}{h} \sqrt{2m_e \Phi^3}} E},$$

где  $q_e$  — заряд электрона;  $h$  — постоянная Планка;  $\Phi_i$  — максимально возможная энергия электрона в металле при абсолютном нуле температуры (граничный уровень Ферми) [151, 152], эв;

$$\Phi_i = \frac{h^2}{8\pi} n^{2/3} \approx 10 \text{ эв} = 16 \cdot 10^{-12} \text{ эрг},$$

что эквивалентно скорости электрона, равной  $5,95 \cdot 10^5$  м/сек [ $n$  — число свободных электронов в  $1 \text{ см}^3$  металла ( $n \approx 10^{20}$ )];  $\Phi_a$  — высота потенциального барьера или полная работа выхода электронов, эв;  $E$  — напряженность электростатического поля, в/см;  $m_e$  — масса электрона;  $\Phi = \Phi_a - \Phi_i$  — эффективная работа выхода электрона, величина которой для некоторых материалов приведена в табл. 3.4, эв.

Таблица 3.4

Эмиссионные характеристики некоторых металлов

Материал	Плотность электронов $n$ , $10^{20}$ электрон/см <sup>3</sup>	Работа выхода электронов $\Phi$ , эв	Красная граница фотоэффекта при комнатной температуре, мкм	Постоянная Ричардсона А, а/(см <sup>2</sup> ·град <sup>2</sup> )
Бериллий	—	3,37	—	—
Магний	—	3,46	—	—
Алюминий	—	3,74	—	—
Медь	—	4,47	—	—
Титан	—	4,09	—	—
Ванадий	—	4,11	—	—
Хром	—	4,51	—	48
Железо	—	4,36	262	—
Никель	1,8	4,84	246	30
Цирконий	—	3,84	—	5,0
Ниобий	—	3,99	—	—
Молибден	8,8	4,27	280	51
Вольфрам	9,9	4,50	273	75
Платина	4,8	5,29	—	32
Платина окисленная	—	13,00	—	—

Для очень больших напряженностей поля следует пользоваться формулой [153]

$$i_{\text{э}} = 6,2 \cdot 10^{-6} \frac{\sqrt{\Phi_i}}{\Phi_a \sqrt{\Phi}} E^2 e^{-\frac{6,85 \cdot 10^7 \Phi^{3/2}}{E}} \theta \text{ а/см}^2,$$

которая отличается от предыдущей наличием вероятностной функции  $\theta$ , определяемой по рис. 3.66 в зависимости от величины

$$y^* = \frac{\sqrt{q_e E}}{\Phi}.$$

Практически холодная эмиссия становится значительной лишь при некоторых пороговых значениях напряженности, определяемой по формуле

$$E = \frac{4\pi Q_{II}}{1,11 \cdot 10^{-10}} \text{ в/м}$$

или (для сферического тела)

$$E = 9 \cdot 10^9 \frac{Q_{л. а}}{R_K^2} = \frac{\Phi_{л. а}}{R_K},$$

где  $\Phi_{л. а}$  — равновесный потенциал летательного аппарата.

В работе [154] приводится предельная величина  $E$  для большинства конструкционных материалов. Если тело заряжено отрицательно, то она равна  $\sim 10^9$  в/м, а если положительно (автоионная эмиссия), то  $\sim 10^{10}$  в/м.

При высоких температурах поверхности необходимо пользоваться более точными формулами [155], учитывающими сопоставимость холодной и тепловой эмиссий.

*Термоэмиссия.* Если температура тела превышает  $1000^\circ \text{ K}$ , то следует принимать во внимание термоэмиссию, ток которой определяется по формуле [150]

$$i_T = AT^2 e^{-\frac{\Phi}{kT}} e^{\frac{4,39}{T} \sqrt{E}}, \text{ причем } A = \frac{4\pi m q_e k^2}{h^3},$$

где  $A$  — постоянная Ричардсона, равная для многих чистых металлов  $120 \text{ а/(см}^2 \cdot \text{град}^2)$ ;  $k$  — постоянная Больцмана. Величина  $A$  для некоторых материалов приведена в табл. 3.4.

Следует, наконец, подчеркнуть, что за счет различных эмиссий значительно увеличивается испаряемость материалов в космосе, которая для незаряженных тел довольно мала. Величина испаряемости должна определяться экспериментально, так как на нее влияет множество технологических факторов.

*Фотоэлектронная эмиссия* может наблюдаться как под действием внешних источников (Солнце), так и внутренних ( $\gamma$ -излучение). Фотоионная эмиссия, как правило, пренебрежимо мала, и ее можно не учитывать.

Особое внимание следует обращать на фотоэмиссию электронов с заряженной поверхности, причем ее ток находят по формуле [153]

$$i_\Phi = c \left( v - v_0 + \frac{q_e \sqrt{q_e}}{h} \sqrt{E} \right)^{-2},$$

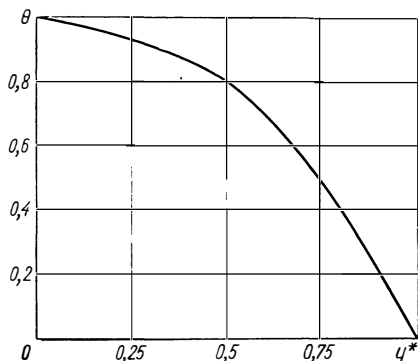


Рис. 3.66. График вероятностной функции.

где  $\nu_0$  — частота «красной границы» фотоэффекта при  $E = 0$  (см. табл. 3.4);  $\nu$  — частота падающего света. При довольно больших значениях  $E$  и  $\nu \approx \nu_0$  можно принять

$$i_{\phi} = c' E,$$

где постоянная  $c'$  требует экспериментального определения.

Если корабль заряжен отрицательно, а его геометрия позволяет иметь нагретые области, на которых  $E \approx 0$  (холодильники-излучатели), то фототок с этих поверхностей будет также уменьшать их заряд.

Для оценки порядка величины фототока можно воспользоваться результатами теории Фаулера [153]. При  $\nu = \nu_0$  имеем

$$i_{\phi} = \alpha A T^2,$$

где  $A$  — постоянная Ричардсона;  $\alpha = \frac{n}{n} \approx 1$  — отношение объемной плотности свободных электронов в металле к объемной плотности возбужденных электронов.

Если  $\nu > \nu_0$  (рентеновское и  $\gamma$ -излучение), то

$$i_{\phi} = \frac{\alpha A}{2} \left[ \frac{h^2 (\nu - \nu_0)^2}{k^2} + \frac{\pi^2}{3} T^2 \right].$$

Для  $\nu < \nu_0$  имеем

$$i_{\phi} = \alpha A T^2 e^{-\frac{h(\nu_0 - \nu)}{kT}},$$

где  $h$  — постоянная Планка;  $k$  — постоянная Больцмана.

При более точном определении фототока следует учитывать монохроматичность источника излучения [142]:

$$i_{\phi} = q_e \int_0^{\infty} \frac{E_{\nu}}{h\nu} k_{\nu} d_{\nu} \text{ а/см}^2,$$

где  $E_{\nu}$  — монохроматическая освещенность, которую можно найти по результатам работы [156];  $\nu$  — частота излучения;  $k_{\nu}$  — квантовый выход поверхности [157].

Для орбиты Земли фототок [142]

$$i_{\phi} \approx 2,5 \cdot 10^{-9} \text{ а/см}^2.$$

На рис. 3.67 приведена примерная зависимость фототока от положительно заряженного спутника, имеющего поверхность, выполненную из обычных конструкционных материалов [142]. Для спутников с отрицательным зарядом фототок может увеличиваться в десятки и сотни раз.

*Вторичная электронная и ионная эмиссия* пока еще теоретически описана не полностью. Более того, до настоящего времени даже не существует единой точки зрения на механизм этого процесса. Отсутствие теории восполняется большим количеством экспериментальных результатов [153, 158—161], которые позволяют оценить величину этого эффекта для реальных конструкций.

Прежде всего отметим, что эксперименты по вторичной эмиссии обнаружили следующие важные закономерности: она не зависит от заряда иона, но является функцией от его скорости; растет с увеличением атомного номера и массы иона; максимальная энергия вылетевших ионов не превышает 10—20 эв, а наиболее вероятная — 2—3 эв.

Коэффициент вторичной электронной эмиссии  $\eta$ , т. е. количество вылетевших электронов на один падающий ион или электрон по порядку величины можно определить по не претендующей на большую точность формуле [153]:

$$\eta = \frac{1}{16 \sqrt{\pi}} \cdot \frac{A}{\varphi^{3/2}} \cdot \frac{q}{c_{\text{п}} \rho_{\text{п}} \lambda_{\text{п}}},$$

где  $A$  и  $\varphi$  находят из табл. 3.4,  $q$  — тепло, эквивалентное потере энергии частицы на соударение (для заряженных до больших потенциалов тел она равна кинетической энергии налетающей частицы);  $c_{\text{п}}$  — теплоемкость;  $\rho_{\text{п}}$  — плотность;  $\lambda_{\text{п}}$  — теплопроводность материала поверхности аппарата.

При расчете эффектов, связанных с вторичной электронной эмиссией, следует учитывать заряд аппарата. Например, при большом положительном заряде  $\eta \approx 0$ . При нулевом или отрицательном заряде большую роль играет скорость налетающих ионов или нейтральных частиц, которая для нейтральных частиц либо тепловая, либо равна скорости движения аппарата. Не следует также забывать и об увеличении эффективного сечения заряженно-го тела.

Вторичный электронный ток и даже вторичный ионный ток могут вызываться ударами о поверхность заряженного корабля газовых молекул и микрометеоритов. В первом приближении удары молекул можно рассматривать как сумму ударов отдельных атомов, из которых она состоит [158]. Однако энергия этих атомов должна быть уменьшена на величину потерь за счет диссоциации. Точно так же, но с добавкой дополнительных потерь на испарение можно рассматривать удар микрометеорита о поверхность летательного аппарата.

Отметим, что удары молекул, ионов, а тем более микрометеоритов могут вызывать не только вторичный электронный (для отрицательно заряженных тел), но и вторичный ионный ток (для тел, заряженных положительно). Явление вторичной ионной эмиссии с катода называется катодным распылением. Очевидно, что термин

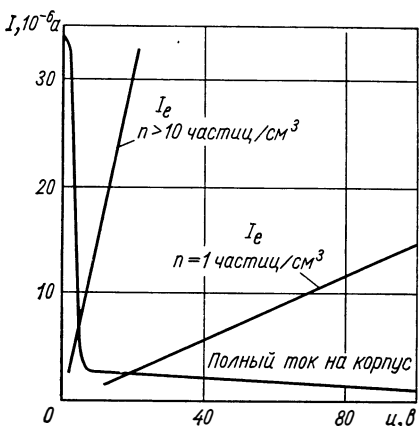


Рис. 3.67. Фототок с положительно заряженной поверхности.

«распыление» можно применить и в нашем случае, если включить в это понятие и те эффекты, которые связаны с воздействием на поверхность тела микрометеоритов.

*Экзоэлектронная эмиссия* продолжается некоторое время после механического действия на металл [162]. Например, она может возникнуть после соударений с микрометеоритным облаком или после рикошетирования корабля от атмосферы планеты. Однако ток этой эмиссии по сравнению с другими эффектами чрезвычайно мал, и его в данном случае можно не учитывать.

*Дебаевское экранирование и ток плазмы* на заряженный объект в космосе может оказаться решающим ограничением его возможного потенциала [142, 144, 149, 149a].

Кроме этого, электростатическое поле такого объекта будет простирается не до бесконечности, как это следует из закона Кулона, а на конечное расстояние  $R_3$ , именуемое радиусом зоны пространственного заряда. Электростатическое взаимодействие возможно только внутри этой зоны.

Т а б л и ц а 3.5

$$\text{Зависимость потенциала поля } \varphi_r^* = \frac{q_e |\Phi_r|}{kT} \left( \frac{R_D}{R_3} \right)^{4/3}$$

в области пространственного заряда ( $R_3 > r$ ) от расстояния  $R_3/r$

$R_3/r$	$\varphi_r^*$	$R_3/r$	$\varphi_r^*$	$R_3/r$	$\varphi_r^*$	$R_3/r$	$\varphi_r^*$
1,0	0	1,9	0,727	3,6	2,48	6,5	5,62
1,1	0,046	2,1	0,922	4,0	2,90	7,0	6,16
1,2	0,112	2,3	1,12	4,4	3,33	7,5	6,71
1,3	0,186	2,5	1,32	4,8	3,76	8,0	7,26
1,4	0,269	2,7	1,53	5,2	4,2	8,5	7,81
1,5	0,355	2,9	1,74	5,6	4,64	9,0	8,36
1,7	0,538	3,2	2,06	6,0	5,08	10,0	9,46

Зона пространственного заряда была подробно изучена Ленгмюром и Блуджеттом еще в 1924 г. Ими было получено распределение потенциала поля внутри зоны (см. табл. 3.5 и рис. 3.68).

При  $R_3/r > 10$  с точностью до 0,5% справедливо равенство

$$\varphi_r^* = 1,67 \cdot \frac{R_3}{r} - 2,47,$$

означающее, что на малом расстоянии от тела, заряженного до очень высокого потенциала

$$|\Phi| \gg \frac{kT}{q_e} \left( \frac{R_3}{R_D} \right)^{4/3},$$

поле убывает почти по кулоновскому закону

$$\varphi_r = \varphi \frac{R_{л. а}}{r},$$

т. е. пространственный заряд большого влияния на него не оказывает.

В этом случае, при условии, что заряженное тело достаточно большое ( $R_{л. а} \gg R_D$ ), радиус зоны пространственного заряда определится по формуле [149а]

$$R_3 = 0,803 R_{л. а} \left[ \frac{q_e |\varphi|}{kT} \left( \frac{R_D}{R_{л. а}} \right)^{4/3} \right]^{3/7},$$

где дебаевский радиус

$$R_D = \sqrt{\frac{kT}{4\pi q_e^2 n^+}}.$$

Кроме экранирования заряженно-го тела пространственным зарядом противоположного знака большие препятствия для практической реализации рассматриваемого метода движения в космосе создает ток плазмы, величина которого для указанных выше условий равна [149а]

$$I^+ = 1,12 \times \frac{(kT)^{3/14} (n^+)^{3/7} \varphi^{6/7} R_{л. а}^{6/7}}{m_i^{1/2} q_e^{2/7}} \text{ ионов/сек},$$

где  $T$ ,  $n^+$  и  $m_i$  — соответственно температура, концентрация и масса ионов в плазме.

Совершенно очевидно, что идею использования больших потенциалов в космосе из-за этих токов, составляющих величину, значительно большую, чем токи автоэмиссии, термоэмиссии, фотоэмиссии и вторичной эмиссии вместе взятых, пришлось бы оставить, если бы в отличие от перечисленных выше эффектов данный процесс не был потенциально обратимым. Можно, например, говорить о частичном использовании выделяющейся от этих токов тепловой энергии в заряжающем ускорителе, но более заманчиво осуществить идею рекуперации ионов, высказанную А. В. Жариновым. Действительно, приближающиеся к телу ионы (или электроны) имеют большие кинетические энергии, достаточные для того, чтобы пролететь сквозь ускоряющий промежуток зарядной системы и вылететь с противоположной стороны. Иначе говоря, требуется создать такую конструкцию ускорителя, чтобы потери кинетической энергии ионов, пришедших из плазмы, были минимальны, и они смогли бы совершать около заряженного тела колебательные движения.

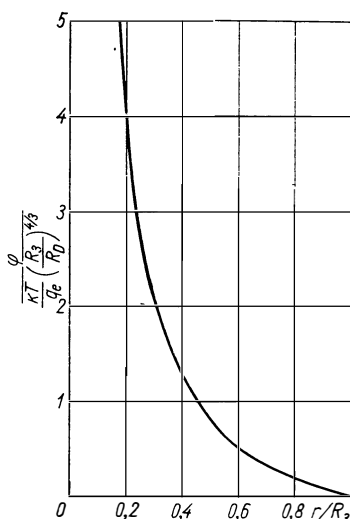


Рис. 3.68. Экранирующий дебаевский слой для атмосферы Земли.



Итак, рассмотрены отдельные наиболее важные эффекты, ограничивающие заряд и потенциал аппарата или любого другого тела в космосе.

Теперь, следуя методике, развитой в работе [149 б], рассмотрим возможный потенциал и заряд сферического тела в космосе для четырех случаев, когда отрицательный или положительный заряд создается импульсным ускорителем или же ускорителем заряженных частиц непрерывного действия.

*Импульсный электронный источник* может в идеальном случае сообщить сферическому телу заряд (в кулонах)

$$Q_{л. а} = I_y \tau$$

или потенциал (в вольтах)

$$\varphi = 9 \cdot 10^9 \frac{I_y \tau}{R_{л. а}},$$

где  $R_{л. а}$  — радиус тела, м.

Поскольку энергия вылетающих электронов ограничена величиной  $E_e$ , заряд сферы  $Q_{л. а}$ , как это было отмечено выше, будет также ограничен, даже в абсолютном вакууме.

Если тело находится в плазме, то величина заряда ограничивается сильнее, причем в основном за счет электронного тока, так как автоионная эмиссия наступает при напряженности  $E = 10^{10}$  в/м, а остальные эффекты (кроме катодного распыления, данные по которому отсутствуют и могут быть определены только экспериментально) незначительны.

Для определения заряда на сфере в конце единичного импульса подсчитаем радиальное распределение тех электронов, которые содержались в сфере радиусом  $R_n$  до включения ускорителя, причем их количество в этой сфере равно количеству электронов, выброшенных из ускорителя за время импульса  $\tau$ . Очевидно, что электроны, расположенные на радиусе  $R_n$  в конце импульса, перейдут в результате взаимодействия с заряженной сферой на радиус  $R_k$ . Поэтому, согласно закону Гаусса, можно записать [149]

$$\frac{d^2 R_k}{dt^2} = - \frac{q_e}{m_e} \cdot \frac{1}{4\pi \epsilon_0 R_k^2} \left\{ I_y t - \frac{4}{3} \pi q_e n_e \left[ R_n^3 - R_k^3 + 3R_k^2 \left( \frac{dR_i}{dt} \right) t \right] \right\},$$

где  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума;  $\frac{dR_i}{dt}$  — радиальная скорость ионов относительно сферы, которая может быть в принципе определена из аналогичного уравнения для ионов. Поскольку  $m_i \sim 30\,000 m_e$  и скорость ионов низка по сравнению со скоростью электронов, можно величиной  $\frac{dR_i}{dt}$  пренебречь и получить решение приведенного уравнения в нулевом приближении:

$$R_1^3 = R_n^3 - \frac{3I_y t}{4\pi q_e n_e} = R_n^3 \left( 1 - \frac{t}{\tau} \right).$$

Предполагая при этом либо низкую плотность электронов, либо большой заряжающий ток, либо малый радиус сферы, будем иметь окончательно

$$R_K(\tau) = R_1 \left[ 1 + \frac{2}{9} \cdot \frac{(R_H/R_1)^6}{v_p^2 \tau^2} - 20 \frac{(R_H/R_1)^{12}}{v_p^4 \tau^4} \right],$$

где  $R_H$  определяется из условия

$$\tau = \frac{4}{3} \pi q_e n_e R_H^3 / I_Y.$$

Заметим, что величина  $R_1$  для выполнения принятых предположений должна быть малой.

В этом равенстве  $v_p$  — характеристическая частота плазмы, получаемая из соотношения

$$v_p^2 = \frac{4\pi q_e^2 n_e}{4\pi \epsilon_0 m_e} = \frac{q_e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}.$$

При соблюдении условия

$$R_1 > 2,8 \cdot 10^5 I_Y^{1/3} n_e^{-1/2}$$

исходное уравнение может быть решено численно.

Если же это условие не соблюдается, то сначала требуется найти время  $t_c$ , в течение которого электрон, находящийся на радиусе  $R_H$ , займет положение  $R_1$ :

$$t_c = \tau - 0,0147 n_e^{-1/2}.$$

Предположив, что в течение всего времени  $\tau - t_c$  электроны имеют ту же скорость, что и на радиусе  $R_1$ , рассчитаем число электронов, которых недостает сфере для полной ликвидации ее заряда в конце импульса, т. е. определим заряд сферы

$$\begin{aligned} Q_{\text{л. а}}(\tau) &= \int_0^{R_K(\tau)} q_e n_e [R_1(t_c)/R_K]^2 4\pi R_K^2 dR_K \sim 4\pi q_e n_e R_K(\tau) [R_1(t_c)]^2 = \\ &= 2,0 \cdot 10^{-18} n_e R_K(\tau) [R_1(t_c)]^2. \end{aligned}$$

Поскольку преобразования приведенных выше формул дают

$$\begin{aligned} R_K(\tau) &= R_1 \left[ 1 + \frac{2}{9} \cdot \frac{(R_H/R_1)^6}{v_p^2 \tau^2} - 20 \frac{(R_H/R_1)^{12}}{v_p^4 \tau^4} \right] = \\ &= \sqrt[3]{\frac{3I_Y \tau}{4\pi q_e n_e} \cdot \frac{\tau - t_c}{\tau}} \left[ 1 + \frac{2}{9} \cdot \frac{\left(\frac{\tau}{\tau - t_c}\right)^2}{\tau^2 \frac{q_e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}} - 20 \frac{\left(\frac{\tau}{\tau - t_c}\right)^4}{\tau^4 \frac{q_e^4 n_e^2}{\epsilon_0^2 m_e^2}} \right] = \\ &= 2,8 \cdot 10^5 \frac{I_Y^{1/3}}{n_e^{1/2}} \left[ 1 + \frac{0,327}{n_e^{3/4}} - \frac{43}{n_e^2} \right], \end{aligned}$$

получается, что  $R_K$  не зависит от  $\tau$ . Это есть следствие равенства потока приходящих на сферу электронов потоку электронов,

выбрасываемых ускорителем:

$$4\pi R_K^2 \frac{dR_K}{dt} q_e n_e \approx I_Y.$$

В приведенном выше приближенном решении принималось, что  $\frac{dR_K}{dt} = \text{const}$ , следовательно, и  $R_K = \text{const}$ . Случай, когда при решении учитывается  $\frac{dR_K}{dt} \neq \text{const}$ , приведен в работе [1496], однако неточность знания величины  $n_e$  и, кроме того, реальное условие  $I_Y \neq \text{const}$  делают учет поправки из-за перемещения на  $R_K$  необязательным.

Далее имеем

$$R_1(t_c) = \sqrt[3]{R_H^3 \left(1 - \frac{t_c}{\tau}\right)} = \sqrt[3]{\frac{3I_Y \tau}{4\pi q_e n_e} \left(\frac{\tau - t_c}{\tau}\right)} = 2,8 \cdot 10^5 \frac{I_Y^{1/3}}{n_e^{1/2}}.$$

Итак, получено значение  $Q_{л.а}(\tau)$  в нулевом приближении. Для практических расчетов можно считать, что напряженность поля аппарата  $E_{л.а} = 0$  для  $R > R_K(\tau)$ . Внутри же области  $[R < R_K(\tau)]$  имеем

$$E_{л.а}(\tau) = 2,8 \cdot 10^{-18} n_{e_H} [R_K(\tau) - R] [R_1(t_c)]^2.$$

Потенциал летательного аппарата определится из формулы

$$\varphi_{л.а}(\tau) \leq 1,8 \cdot 10^{-8} n_{e_0} [R_1(t_c)]^2 \left[ \frac{R_K(\tau)}{R_{л.а}} - 1 - \ln \frac{R_K(\tau)}{R_{л.а}} \right].$$

Заметим, наконец, что для нахождения  $R_K(\tau)$  и  $R_1(t_c)$  сначала используют значения  $n_{e_H}$ , а затем, после определения  $\varphi(\tau)$ , находят значение  $n_e$  по формуле

$$n_e = n_{e_H} e^{-\frac{q_e \varphi_{л.а}(\tau)}{kT_e}}$$

и уточняют  $Q_{л.а}(\tau)$ ,  $E_{л.а}(\tau)$  и  $\varphi_{л.а}(\tau)$ . Для этого из-за условия  $\frac{dR_K}{dt} \neq \text{const}$  исходное уравнение должно быть решено численно.

*Импульсный ионный источник* сообщает аппарату отрицательный заряд, который нейтрализуется за счет тока положительных ионов, фотоэмиссии и вторичной электронной эмиссии.

Если в первом приближении всеми эффектами, кроме тока ионов, пренебречь, то дифференциальное уравнение их движения будет иметь вид

$$\frac{d^2 R_i}{dt^2} = \frac{q_i/m_i}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{I_Y t}{R_i^2},$$

где время  $t$  отсчитывается с момента начала движения этих ионов.

Введя новую переменную

$$S = [(q_i/m_i) I_Y / 4\pi\epsilon_0]^{1/3} t$$

(для ионов кислорода  $S = 3,78 \cdot 10^4 I_y^{1/3} t$ ), получим

$$\frac{d^2 R_i}{dS^2} + \frac{S}{R_i^2} = 0.$$

Численное решение этого уравнения приведено в табл. 3.6, а на рис. 3.69 дана зависимость  $S$  от  $R/R_H$ , где  $R_H$  — радиальное положение положительных ионов при  $t=0$ ;  $\Phi$  — потенциал, зависящий от радиального расстояния положительных ионов для непрерывного тока ускорителя;  $k = 4\pi \epsilon_0 R_H (S/t)$ ,  $S/t$  — постоянная.

198

Таблица 3.6

Численное решение уравнения зарядки

$S$	0	0,2	0,4	0,6	0,8		
$R/R_H$	1	0,99867	0,98929	0,96350	0,91160		
$-\frac{d}{dS} (R/R_H)$	0	0,02003	0,08070	0,18540	0,34440		
$k\Phi$	0	0,00013	0,00297	0,01650	0,05790		
$S$	1,0	1,1	1,2	1,3	1,35	1,40	
$R/R_H$	0,82050	0,7540	0,6680	0,5544	0,4827	0,3963	
$-\frac{d}{dS} (R/R_H)$	0,58380	0,7532	0,9808	1,3160	1,5630	1,9200	
$k\Phi$	0,17970	0,2921	0,4887	0,8237	1,1790	1,7990	
$S$	1,42	1,44	1,46	1,48	1,50	1,51	1,515
$R/R_H$	0,3560	0,3111	0,2601	0,2000	0,1234	0,07114	0,035
$-\frac{d}{dS} (R/R_H)$	2,1200	2,3780	2,7450	3,3260	4,5550	6,242	9,058
$k\Phi$	2,2020	2,7810	3,6960	5,3940	10,02	19,09	40,93

Заряд на сфере в течение импульса  $\tau$

$$Q_{л. а.}(\tau) = -I_y t + \frac{4}{3} \pi R q_i [R_H^3(t) - R_{л. а.}^3] =$$

$$= -I_y \tau + \frac{4}{3} \pi R q_i R_H^3(\tau),$$

причем время  $t$  отсчитывается от начала импульса;  $R_H(t)$  — начальное положение положительных ионов, подошедших к телу за время  $t$

(определяется из рис. 3.69). Например, для  $S = 1$  имеем  $R/R_H(t) = \frac{R_{л. а}}{R(t)} = 0,8R$  и  $R_H(t) = 1,22R_{л. а}$ .

Приближенное значение потенциала  $\varphi_{л. а}(R_{л. а}, \tau)$  для случая  $S < 1,5$  можно получить по формуле

$$\varphi_{л. а}(R_{л. а}, \tau) \approx \frac{-I_y \tau}{4\pi\epsilon_0 R_{л. а}} \left[ 1 - \frac{3}{2} \cdot \frac{R_{л. а}}{\left( I_y \tau / \frac{4}{3} \pi q_i n_i \right)^{1/2}} \right].$$

Как видим, здесь время  $\tau$  входит уже явно в выражение для  $Q_{л. а}$  и  $\varphi_{л. а}$ , так как подвижность ионов по сравнению с электронами очень мала.

В более общем случае было бы необходимо решить уравнение, связывающее скорость увеличения заряда с величиной обратных

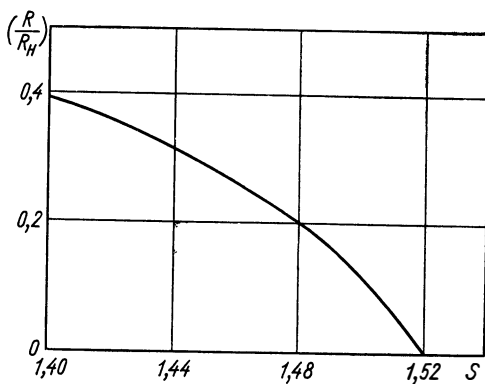


Рис. 3.69. Численное решение уравнения зарядки искусственного космического тела.

токов, которая, если пренебречь экзоэмиссией, будет иметь вид

$$\frac{dQ_{л. а}}{dt} = C \frac{d\varphi_{л. а}}{dt} = -I_y t + I^+ (1 + \eta_i) + I_\phi(\varphi_{л. а}) - I_e(\varphi_{л. а}) \times \\ \times (1 - \eta_e) + I_\alpha(\varphi_{л. а}) + I_T(л. а),$$

где  $\eta_i$  — коэффициент вторичной электронной эмиссии от ионного тока  $I^+$ ;  $I_\phi$  — фототок;  $I_e$  — ток направленных высокоэнергетических электронов (с учетом их торможения полем аппарата);  $\eta_e$  — коэффициент вторичной электронной эмиссии от направленного электронного тока;  $I_\alpha$  — ток автоэлектронной эмиссии и  $I_T$  — ток термоэмиссии.

Выше был рассмотрен случай, учитывающий только два первых члена в правой части уравнения при условии, что  $\eta_i = 0$ .

Если в это уравнение подставить выражения для  $I^+$ ,  $I_\phi$ ,  $I_e$ ,  $I_\alpha$  и  $I_T$ , которые приведены ранее, и воспользоваться экспериментальными константами  $\eta_i$  и  $\eta_e$ , то уравнение может быть

решено. Точность метода определить не удастся, так как аддитивность этих токов требует тщательной экспериментальной проверки. Во всяком случае, в настоящее время известны данные пока только об аддитивности  $I_{\phi}$  и  $\eta_e I_e$  [164], да и то для чистых металлов. Более точные данные о взаимодействии заряженного тела с плазмой определяются экспериментально [165].

*Непрерывный электронный источник* отличается от импульсного только тем, что может вызвать некоторые дополнительные эффекты, например возникновение цилиндрического отрицательного заряда, образующегося в результате взаимодействия электронов с околоземным магнитным полем.

Эффективная площадь аппарата по отношению к тепловым электронам, движущимся с противоположной относительно ускоряемого пучка стороны, с учетом накопления заряда равна

$$2\pi R_H^2 = I_y / v_q q_e n_e$$

или

$$R_H = 2,2 \cdot 10^6 \sqrt{I_y / n_e},$$

поскольку  $v_q$  при температуре  $1000^\circ \text{K}$  составляет  $2 \cdot 10^5 \text{ м/сек}$ .

Замечив, что внутри сферы  $R_H$  сумма потенциальной и кинетической энергии положительных ионов постоянна и может, таким образом, не учитываться, а время отсчитывается от момента входа электронов в экранирующее поле, напишем уравнения их движения

$$\frac{d^2 R_K}{dt^2} = \frac{q_e / m_e}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{I_y t}{R_K^2}.$$

Приняв

$$S = 1,165 \cdot 10^6 I_y^{1/3} t,$$

получим уравнение

$$\frac{d^2 R_K}{dS^2} + \frac{S}{R_K^2} = 0,$$

решение которого имеется в табл. 3.6 и на рис. 3.69.

Заряд аппарата вычисляется из соотношения

$$Q_{л. а} = I_y t_0,$$

где

$$t_0 = S / 1,165 \cdot 10^6 I_y^{1/3},$$

а  $S$  находится из рис. 3.69, причем

$$R_H = 2,2 \cdot 10^6 \sqrt{I_y / n_e}.$$

Для определения взаимодействия аппарата с внешним электростатическим полем требуется знать потенциал произвольной сферы радиусом  $R$ , окружающей аппарат. Для этого вместо  $R_{л. а}$  в расчетах  $Q_{л. а}$  используется  $R$ . Потенциал находят численным методом,

беря интеграл

$$\varphi_{л. а}(R) = -\frac{I_y}{4\pi\epsilon_0 R_H} \int_1^{R/R_H} \frac{t dR'}{(R')^2}.$$

Если  $S > 1,5$ , т. е.  $R/R_H < 0,1234$ , то

$$\varphi_{л. а}(R) = \frac{(I_y/4\pi\epsilon_0 R_H) (1,5R_H/R - 2,14)}{1,165 \cdot 10^6 I_y^{1/3}} = 7,72 \cdot 10^3 I_y^{2/3} \left( \frac{1,5}{R} - \frac{2,14}{R_H} \right).$$

*Непрерывный источник положительных ионов* в предположении, что  $S > 1,5$  при  $R/R_H < 0,1234$  сообщает аппарату потенциал

$$\varphi_{л. а}(R) = \frac{I_y (1,5/R_{л. а} - 2,14/R_H)}{4\pi\epsilon_0 3,78 \cdot 10^4 I_y^{1/3}} = 2,38 \cdot 10^5 I_y^{2/3} \left( \frac{1,5}{R} - \frac{2,14}{R_H} \right),$$

где

$$R_H = \sqrt{I_y/\pi q_e n_i v_{л. а} (\eta_e + 1)} \sim 1,6 \cdot 10^7 \sqrt{I_y/n_i (\eta_e + 1)},$$

причем  $v_{л. а} = 8 \cdot 10^3$  м/сек — скорость летательного аппарата; а  $\eta_e$  — коэффициент вторичной электронной эмиссии. Как и в разделе об импульсном ионном источнике, вторичные эмиссии, фотоэмиссии и т. д. не учитываются, так как требуют проведения соответствующего эксперимента.

Следует еще раз заметить, что по приведенным формулам можно весьма приближенно оценить потенциал и заряд корабля. Что касается формул для определения токов от вторичных эффектов, то они, по-видимому, сами требуют уточнения, так как возможность их применения в сильных электрических полях еще не доказана. Уже указывалось, что нужно проверить аддитивность вторичных токов.

Общая задача о зарядке тела в космосе в точной постановке потребует обязательного учета квантовомеханических и релятивистских эффектов, которыми в данном расчете пренебрегли.

Осуществимость зарядки на низких высотах, т. е. при давлении  $1 \text{ кг/см}^2$ , характеризуется в основном пробойной напряженностью воздуха, ограничивающей поле величиной  $E_{пр} = 30 \text{ кв/см}$ .

Во все зависимости, позволяющие определить возможность зарядки летательного аппарата в космическом пространстве, входит величина тока ускорителя  $I_y$ . Необходимо также знать возможность работы этого ускорителя в импульсном режиме и, кроме того, энергию вылетающих заряженных частиц, поскольку она является верхним ограничением потенциала летательного аппарата. Что касается заряда, то он может быть при равном потенциале увеличен за счет емкости системы  $C$ , поскольку

$$Q_{л. а} = C_{л. а} \varphi_{л. а},$$

которая, очевидно, должна быть наибольшей при минимальных размерах и весе аппарата.

Рассмотрим теперь характеристики основных типов ускорителей заряженных частиц.

*Радиоактивные изотопы*, используемые для зарядки, должны иметь достаточно большую энергию излучаемых частиц и характеризоваться отсутствием  $\gamma$ -излучения. В отличие от изотопов, используемых в энергетических установках, здесь могут применяться и короткоживущие, получение которых организуется прямо на борту аппарата в специально отведенном для этого канале реактора энергосистемы. В случае необходимости электростатической зарядки летательного аппарата, требуемый  $\alpha$ - или  $\beta$ -активный изотоп выдвигается из канала наружу на время  $\tau$ . При этом нужно учесть возможность приобретения аппаратом во время работы реактора электростатического заряда, отличного от  $Q_{р.л.а}$ , за счет ядерных процессов ( $\gamma, p; \gamma, \alpha; \gamma, e^+; n, p; n, \alpha; n, e^+$  или  $\gamma, e^-; n, e^-$ ) при взаимодействии излучения реактора с материалом поверхности аппарата и, в частности, с материалом наружной оболочки реактора. Отсюда следует, что к выбору этих материалов необходимо относиться особо тщательно.

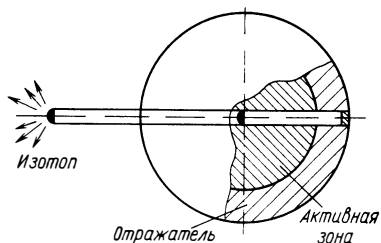


Рис. 3.70. Схема изотопного заряжающего устройства.

Слой заряжающего изотопа должен быть очень тонким, чтобы исключить возможность генерации низкоэнергетических частиц. В целях получения значительного зарядного тока  $I_y$  поверхность изотопной пленки делается большой. Однако она не должна излучать частицы в направлении корабля. В определенной мере этому условию удовлетворяет мягкая шаровая (баллонная) конструкция излучателя, надуваемого газом в момент начала зарядки (рис. 3.70). Баллон хранится в ампуле, которая может находиться в канале активной зоны реактора. Таких ампул может быть несколько, причем они могут содержать изотопы, излучающие как положительные, так и отрицательные частицы.

Рассмотрим некоторые характеристики изотопов, предназначенных для зарядки тел в космосе.

Масса изотопа, имеющего активность 1 кюри, составляет [166]

$$M = 0,89 \cdot 10^{-13} A \tau_{1/2} \text{ г},$$

где  $A$  — атомный вес;  $\tau_{1/2}$  — период полураспада, *сек.* В настоящее время получены изотопы с активностью  $10^{-8}$ — $10^5$  *мкюри* [167].

Связь между периодом полураспада  $\tau_{1/2}$  и постоянной распада  $\lambda$  дается формулой

$$\tau_{1/2} = \frac{0,693}{\lambda}.$$



Ток, создаваемый слоем изотопа толщиной в один атом и общим объемом  $1 \text{ см}^3$ , равен

$$I_y = \sum_i \lambda \alpha_i n_{\alpha_i} q_i - \sum_j \lambda e_j n_{e_j} q_j \text{ а/см}^3,$$

где  $n_{\alpha_i}$  и  $n_{e_j}$  — концентрации радиоактивных ядер ( $i$  — положительных и  $j$  — отрицательных) в  $1 \text{ см}^3$  изотопного вещества;  $\lambda_{\alpha_i}$  и  $\lambda_{e_j}$  — соответствующие постоянные распада;  $q_i$  и  $q_j$  — заряды положительных и отрицательных частиц.

Для очень тонких пленок однородных чистых изотопов излучение можно считать однородным и определять ток с единицы поверхности (например, для  $\beta$ -изотопа толщина пленки  $\delta$  должна быть не больше  $0,01 \text{ мм}$ ) по формуле

$$i_y = \lambda_e n_{e_j} q_e = \frac{1}{2} \lambda \frac{N_A \delta \rho \cdot 10^{-3}}{A} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} = 0,48 \frac{\lambda_e \rho}{A} \text{ а/см}^2,$$

где  $N_A$  — число Авогадро;  $\rho$  — плотность,  $\text{кг/м}^3$ ;  $A$  — атомный вес.

В этой формуле множитель  $1/2$  появляется из-за предположения, что половина излучения изотопа поглощается подложкой — держателем. Для  $\alpha$ -активных веществ ставится дополнительный множитель 2, так как заряд  $\alpha$ -частицы равен двум.

Подробный расчет зависимости тока зарядки от напряжения (потенциала заряжаемого тела) изложен в работе [168].

Основные характеристики чистых  $\alpha$ - и  $\beta$ -изотопов [167] приведены в табл. 3.7, откуда видно, что короткоживущие изотопы могут создавать довольно значительные токи зарядки. Следует, однако, учитывать возможность нагрева и частичного испарения пленок, поэтому необходимо в качестве подложки выбирать материал с хорошей тепло- и электропроводностью и принимать меры для ее интенсивного охлаждения. Уже сейчас созданы электропроводные полимеры [169], свойства которых, так же как и проводимость тонких металлических пленок [170], можно очень выгодно использовать.

Отметим, наконец, что при длительном сильноточном источнике заряженных частиц возникает тяга, которую необходимо учитывать в динамических расчетах. Существуют даже предложения по использованию излучения  $\alpha$ -источников в качестве основного способа создания тяги космических аппаратов [171]. Абсолютная величина тяги, создаваемой единицей поверхности тонкого слоя  $\alpha$ -источника, вычисляется по формуле [172]

$$R_\alpha = \frac{\lambda N_A \rho \delta \sqrt{2Em_\alpha}}{4A} = \frac{\kappa N_A \delta}{4} \sqrt{2Em_\alpha} \text{ н/м}^2,$$

где  $E$  — энергия,  $\text{дж}$ ;  $m_\alpha$  — масса  $\alpha$ -частицы,  $\text{кг}$ ;  $\kappa = \frac{\lambda \rho}{A}$ .

*Электростатические генераторы и электростатические ускорители* довольно легки и хорошо технически разработаны, поэтому

не исключена возможность их использования в бортовых системах, тем более что они хорошо регулируются по мощности и току.

Таблица 3.7

Основные характеристики некоторых изотопных источников заряженных частиц

Изотоп	Атомный вес $A$	Плотность, $\text{кг/м}^3$	Постоянная распада $\lambda$ , $\text{сек}^{-1}$	Период полураспада $\tau_{1/2}$	Энергия частиц $E$ , Мэв	$\kappa = \frac{\lambda\rho}{A}$
<i>Источники <math>\alpha</math>-излучения</i>						
${}^8\text{Be}$	8	1 840	1,136	0,61 сек	0,055	$0,26 \cdot 10^3$
${}^{211}\text{Po}$	211	9 200	$2,78 \cdot 10^{-2}$	25 сек	7,14	1,21
${}^{189}\text{Hg}$	189	14 200	$1,65 \cdot 10^{-2}$	0,7 мин	5,6	1,24
${}^{197}\text{Bi}$	197	9 800	$6,8 \cdot 10^{-3}$	1,7 мин	6,2	0,339
${}^{149}\text{Tb}$	149	—	$4,7 \cdot 10^{-5}$	4,1 ч	3,95	—
${}^{151}\text{Tb}$	151	—	$1,01 \cdot 10^{-5}$	19 ч	3,44	—
${}^{148}\text{Gd}$	148	—	$6,27 \cdot 10^{-10}$	35 лет	3,16	—
${}^{203}\text{Bi}$	203	9 800	$1,1 \cdot 10^{-13}$	$2 \cdot 10^4$ лет	4,85	$5,3 \cdot 10^{-12}$
<i>Источники <math>\beta</math>-излучения</i>						
${}^5\text{B}$	12	1 700	31,5	0,022 сек	13,43	$4,4 \cdot 10^3$
${}^{55}\text{Cr}$	55	7 100	$3,282 \cdot 10^{-3}$	3,52 мин	2,85	0,424
${}^{206}\text{Tl}$	206	11 850	$2,757 \cdot 10^{-3}$	4,19 мин	1,56	0,147
${}^{31}\text{Si}$	31	2 200	$7,349 \cdot 10^{-5}$	2,62 ч	1,471	$5,2 \cdot 10^{-3}$
${}^{209}\text{Pb}$	209	11 340	$5,799 \cdot 10^{-5}$	3,32 ч	0,64	$3,05 \cdot 10^{-3}$
${}^{33}\text{P}$	33	1 800	$3,235 \cdot 10^{-7}$	24,8 дня	0,26	$1,77 \cdot 10^{-5}$
${}^{185}\text{W}$	185	19 100	$1,1 \cdot 10^{-7}$	73,2 дня	0,44	$1,14 \cdot 10^{-5}$
${}^{91}\text{Y}$	91	4 570	$1,32 \cdot 10^{-7}$	61 день	1,564	$0,66 \cdot 10^{-5}$
${}^{35}\text{S}$	35	2 000	$9,211 \cdot 10^{-8}$	87,1 дня	0,169	$5,25 \cdot 10^{-6}$
${}^{143}\text{Pr}$	143	6 470	$5,943 \cdot 10^{-7}$	13,5 дня	0,922	$2,7 \cdot 10^{-6}$
${}^{45}\text{Ca}$	45	1 550	$4,922 \cdot 10^{-8}$	163 дня	0,254	$1,7 \cdot 10^{-6}$

Если требуется сообщить кораблю дипольный электростатический момент, то применяются электростатические генераторы, наиболее распространенным из которых является генератор Ван де Граафа [173—175]. В настоящее время эта конструкция считается довольно громоздкой и устаревшей, хотя и существуют методы ее улучшения, например замена транспортирующей заряды бесконечной ленты отдельными шнурами [176]. Несмотря на то что в последнее время намечились другие весьма эффективные пути создания высоких потенциалов (в работе [177] сообщалось, в частности, что получена лента, дающая при ее облучении Солнцем потенциал 100 в на каждый погонный сантиметр), машинные электростатические генераторы, по-видимому, еще долго не потеряют своего значения. Космические летательные аппараты имеют необходимые размеры для установки на них генераторов Ван де Граафа с протяженными ускорительными трубками, но предпочтительнее для использования в космосе все же должно быть отдано

малогабаритным генераторам [178] — дисковым или роторным с вакуумной [179] либо газонаполненной [180] изоляцией. Отмечается, что наиболее хорошие результаты дает газовая водородная изоляция при давлении 15—20 *атм*. Особенно хорошо разработаны роторные генераторы [181], которые еще в 1939 г. при длине 500 *мм* и диаметре ротора 180 *мм* давали ток около 0,5 *ма* при напряжении 0,2 *Мвэ* [174]. Но и генераторы Ван де Граафа могут быть улучшены. Так, американская фирма «Хай Волтидж Энджиниринг Корпорэйшн» разработала малогабаритный вариант такого генератора, дающего при энергии ионов 1,5 *Мэв* ток 10—15 *мка* [182]. Малые размеры генератора не означают, однако, большого

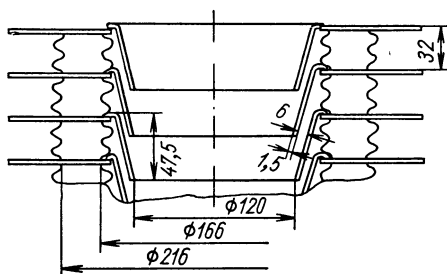


Рис. 3.71. Разрез трубки электростатического ускорителя.

выигрыша в объеме всей аппаратуры зарядки, поскольку для получения очень больших потенциалов требуется вводить в ее состав трансформаторы, размеры которых для предотвращения паразитных разрядов [183] довольно велики.

К возможным типам бортовых электростатических генераторов следует причислить широко распространенные в земных лабораториях

импульсные трансформаторы и каскадные генераторы, причем последние могут работать при постоянном токе порядка 10 *ма* и энергии частиц (ионов) до 2 *Мэв* [184].

Ускоритель заряженных частиц, необходимый для получения униполярного заряда корабля и работающий в сочетании с электростатическим генератором (электростатический ускоритель), представляет собой устройство со стационарным (или квазистационарным) электростатическим полем. Для больших энергий разгона применяются ускорительные трубки (рис. 3.71), длина которых может достигать десятков и сотен метров, поскольку по соображениям электростатической прочности на длине 30 *см* поле должно спадать на 1 *Мв* [144], т. е. напряженность по длине трубки должна составлять 30 *кв/см*. В США уже существуют генераторы с напряженностью по трубке 24,4 *кв/см*, а в СССР — 14 *кв/см* [174].

Обычные ионные движители без нейтрализаторов — это тоже электростатические ускорители, но энергия ускоренных ими частиц для зарядки аппарата недостаточна.

В табл. 3.8 приведены характеристики действующих электростатических ускорителей [174] и величины их постоянных токов.

В импульсном режиме значения токов будут значительно больше. Например, электростатический генератор, применявшийся в качестве инжектора для протонного линейного ускорителя на 20 *Мэв* [173], позволял получать токи  $I_y = 25$  *ма* в импульсе

Таблица 3.8

## Некоторые характеристики электростатических ускорителей

Страна	Энергия ускоряемых частиц $E$ , Мэв	Ионный ток, $I_y$ , мкА	Напряженность $E$ , кВ/см		Газ	Давление газа, атм
			в трубке	в газовом зазоре		
СССР	4,0	3,5	12	95	$N_2 + CO_2$	20
	3,0	80	10	120	$N_2 + CO_2$	8
	1,9	100	14	140	$N_2 + CO_2 + SF_6$	8
США	1,0	300	—	—	—	—
	8,5	0,25	—	—	—	14—28
	6,5	30	—	—	—	—
	5,5	25	14,8	120	$N_2 + CO_2$	16
	3,0	—	17,3	110	$N_2 + CO_2$	20
	2,0	250	24,4	—	$N_2 + CO_2$	24,5

длительностью  $\tau = 250$  мксек при энергии ускоренных частиц 2,5 Мэв.

Важный вопрос — определение к. п. д. генераторов. Потери складываются из токов системы управления, коронных разрядов и потерь на трение. Лабораторные генераторы имеют к. п. д. порядка 30% [173] и при токе ускоренных до энергии 1 Мэв ионов дают  $I_y = 160$  мкА, затрачивая при этом мощность 0,5 кВт. Предполагается [144], что конструкции таких ускорителей, выполненные для космических кораблей, будут иметь к. п. д. не ниже 80%, а мощность примерно 5 кВт, причем на каждый килограмм массы будет приходиться 20 кВ ускоряющего напряжения.

Разработанные конструкции электростатических генераторов [185] имеют удельный вес 1000 кг/Мэв.

Электронные и протонные ускорители с нестационарными магнитными полями пока очень тяжелы и, как правило, громоздки, так как в них применяется магнит с массивным железным сердечником. В табл. 3.9 приведены характеристики таких ускорителей. Главная особенность и ценность этих ускорителей состоит в том, что они позволяют разгонять частицы до очень больших энергий, которые могут в перспективе потребоваться для зарядки аппаратов до сверхвысоких потенциалов. Это, возможно, будет необходимо при дальних межпланетных или даже межзвездных полетах.

Характерная особенность в развитии ускорителей этого типа — проектирование безжелезных магнитов, которые в случае использования сверхпроводимости будут иметь значительно меньший удельный вес, чем магниты с железными сердечниками, и позволят вместе с тем ускорять заряженные частицы до энергий, практически недоступных современным ускорителям. Характеристики этих ускорителей и их особенности широко освещены в специальной

Таблица 3.9

*Характеристики некоторых действующих и строящихся ускорителей на большие энергии*

Место расположения	Ускоряемые частицы	Энергия частиц, Мэв	Ток в импульсе, а	Длительность импульса, сек	Частота повторения импульсов, сек <sup>-1</sup>	Вес железного сердечника, Т	Потребляемая мощность, кВт	Диаметр ускорителя, м	Длина ускорителя, м
<i>Линейные ускорители с бегущей волной</i>									
Орсе (Франция)	<i>e</i>	1000	10 <sup>-6</sup>	10 <sup>-6</sup>	—	—	3,2·10 <sup>5</sup> (в импульсе)	—	—
Станфорд (США)	<i>e</i>	700	10 <sup>-6</sup>	10 <sup>-6</sup>	—	—	3·10 <sup>5</sup> (в импульсе)	8,27	670
<i>Линейные ускорители с дрейфовыми трубками</i>									
Миннеаполис (США)	<i>p</i>	68	2·10 <sup>-8</sup>	10 <sup>-6</sup>	—	—	3200	1,32	12,2
Лонг-Айленд (США)	<i>p</i>	50	10 <sup>-3</sup>	—	—	—	2500	0,91	33,5
Беркли (США)	<i>p</i>	9,9	3·10 <sup>-4</sup>	5·10 <sup>-4</sup>	—	—	500	1,07	6,1
<i>Циклические резонансные ускорители. Циклотроны</i>									
Беркли (США)	<i>p, α, α</i>	12,24	—	—	—	196	250	2	—
		48	—	—	—	—	—	—	—
Беркли (США)	<i>p</i>	25	—	—	—	350	250	2,5	—
Стокгольм (Швеция)	<i>α</i>	22	—	—	—	370	180	2,5	—
<i>Фазотроны (синхроциклотроны)</i>									
Беркли (США)	<i>p, α</i>	730	—	—	64	4000	—	5	—
Дубна (СССР)	<i>p</i>	460	—	—	80	7200	—	6	—
Женева (Швейцария)	<i>p</i>	680	—	—	55	2500	—	5	—
<i>Синхротроны</i>									
Воронеж (СССР)	<i>p</i>	7600	—	—	—	—	—	—	—
Кембридж (США)	<i>e</i>	6000	—	—	60	298	—	37	—
Пасадена (США)	<i>e</i>	1300	10 <sup>-10</sup>	—	1	155	—	5	—
<i>Синхрофазотроны</i>									
Брукхейвен (США)	<i>p</i>	30 000	—	—	3/60	4 000	—	90	—
Дубна (СССР)	<i>p</i>	10 000	—	—	5/60	36 000	2·10 <sup>5</sup>	30	—
<i>Микротроны</i>									
Лондон (Англия)	<i>e</i>	4,5	10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-6</sup>	200	—	500 (в импульсе)	> 2	—
Неаполь (Италия)	<i>e</i>	2,5	3·10 <sup>-4</sup>	1,6×10 <sup>-6</sup>	200	—	200 (в импульсе)	0,6	—

литературе [184, 186—189]. В данной же книге уместно сообщить лишь основные принципы их работы.

Требуется, во-первых, получить необходимое количество ионов, причем источник ионов должен иметь высокой к. п. д., малый вес и хорошие эксплуатационные характеристики [175, 190—193]. В электронных ускорителях используются специальные источники электронов [186].

Во-вторых, необходимо иметь инжектирующее устройство, посылающее электроны или ионы в рабочее пространство ускорителя. Так, для ускорителей на малые энергии (электростатические генераторы) заряженные частицы вытягиваются специально созданным полем непосредственно из источника, а для ускорителя на большие энергии применяется предварительное ускорение.

Например, для синхротрона на 690  $Mэв$  [186] в качестве предварительного ускорителя (инжектора) используется электростатический генератор. Чем больше выходная энергия частиц, тем больше, как правило, должна быть и энергия вводимых частиц.

В-третьих, необходимо обеспечить вывод ускоренных частиц и, наконец, в-четвертых, осуществить фокусировку пучка частиц, предотвращая их потерю за счет соударений между собой и со стенками.

*Новые типы ускорителей.* Основные проблемы в создании будущих ускорителей связаны с необходимостью увеличения тока  $I_y$ , времени импульса  $\tau$  и энергии ускоренных частиц. В этой связи необходимо отметить некоторые принципиально новые схемы ускорителей, которые дадут, очевидно, возможность решить проблему зарядки космических объектов. Так, известное теоретическое положение о возможности ускорения заряженных частиц практически до световых скоростей с помощью светового излучения [194, 195] и наличие оптических квантовых генераторов позволяет надеяться на создание в будущем ускорителей, разгоняющих частицы до субсветовых скоростей.

Другой, более реальный путь — применение ускорителей плазменного типа, один из оригинальных вариантов которого рассмотрен в работе [196]. Принцип действия этого ускорителя следующий. Внутри пучка электронов, находящихся в цикле ускорения, движется пучок положительных ионов, причем кольцевое фокусирующее поле создается самими же электронами за счет значительно большей по сравнению с ионами скорости их движения.

Возможности ускорителей этого типа видны из следующей таблицы:

	I вариант	II вариант
Ток ускоренных электронов $I_y, a$ . . . . .	$10^3$	$10^4$
Диаметр пучка на выходе $d, см$ . . . . .	0,04	0,0016
Энергия ускоренных частиц $E_e, Mэв$ . . . . .	1500	100 000
Диаметр ускорителя $d, м$ . . . . .	2	6

Напряженность фокусирующего магнитного поля $H, \text{ э}$ . . . . .	50 000	1 250 000
Напряженность ускоряющего поля $E, \text{ в/см}$ . . . . .	1	5,3

В настоящее время пока до конца не решены проблемы устойчивости пучка в этих ускорителях, но токи до  $10 \text{ а}$  уже получены.

Ускоритель заряженных частиц или электростатический генератор может не потребоваться совсем при движении аппарата в плотных слоях атмосферы Земли, поскольку известно [197], что самолеты иногда приобретают потенциал, доходящий до  $10^6 \text{ в}$ . Если самолет или любое другое летящее тело покрыто нитролаком, то в водяных облаках оно заряжается отрицательно, а в ледяных — положительно. Сама величина потенциала заряженного тела пропорциональна свойствам и плотности частиц и третьей степени скорости их относительного набегания на тело. Известны специальные покрытия, которые могут менять как величину потенциала, так и его знак.

Механизм подобного рода электризации довольно сложен и подробно описан в монографии [97]. Для более простых оценок достаточно иметь приближенную формулу [197], применимую к телам сферической формы:

$$\varphi_{\text{л. а}} = \Delta\varphi_{\text{л. а}} \frac{R_{\text{л. а}}}{d}.$$

Здесь  $\varphi_{\text{л. а}}$  — потенциал, приобретаемый летательным аппаратом,  $\varphi_{\text{л. а}} = \varphi_2 - \varphi_1 - U_1 - U_2$ , где, в свою очередь,  $\varphi_2$  и  $\varphi_1$  — работа выхода электрона из налетающей частицы и из обшивки летательного аппарата,  $\text{эв}$ ;  $U_2$  и  $U_1$  — уменьшение потенциалов у налетающей частицы и тела в месте их контакта (для металлов  $\Delta\varphi_{\text{л. а}} = \varphi_2 - \varphi_1$ );  $R_{\text{л. а}}$  — радиус сферического тела;  $d$  — среднее расстояние при разрыве контакта, когда обмен зарядами уже прекратился ( $d = 10^{-6} \div 10^{-7} \text{ см}$  для воздуха и других сред с плохой проводимостью).

При  $R_{\text{л. а}} = 1 \text{ м}$  заряд может составить  $10^{-11} \text{ к}$ , а потенциал  $\varphi_{\text{л. а}} = 10^8 \div 10^9 \text{ в}$ .

Очевидно, что рассмотренный метод зарядки применим к телам любых размеров, так как не требует бортовой заряжающей аппаратуры. Однако его можно осуществить только в плотной атмосфере.

Тела произвольных размеров в космосе можно заряжать с помощью постороннего источника заряженных частиц, направляемых в сканирующем режиме [198] на заряжаемое тело. В этом случае потенциал можно контролировать по энергии обратного рентгеновского излучения [144].

Необходимо, наконец, отметить, что практическое освоение методов электростатической зарядки немислимо без создания специальной бортовой аппаратуры для регистрации величины заряда, приобретенного летательным аппаратом. Принципы работы и опытные образцы такой аппаратуры известны [199].

**Методы получения тяговых усилий** с помощью электродинамических сил очень многочисленны. В этом разделе, а также и в следующем будут кратко рассмотрены только те их них, практическое значение которых очевидно уже в настоящее время.

*Дополнительное лобовое сопротивление* создается импульсной униполярной или дипольной зарядкой аппарата, движущегося в ионосфере. Отмечается, что даже при общем нулевом заряде аппарата с диэлектрической поверхностью может возникнуть дополнительное электростатическое сопротивление [200]:

$$X_{\text{э}} = \frac{\pi^4}{\lambda} \cdot \frac{M_i^2}{q_i^2} \cdot \frac{\epsilon_0}{c} v_{\text{л. а}}^4 \cdot a \bar{d}^2 \frac{1}{(k+1)^2},$$

где  $\lambda^2 = M_p^2 - 1$ , причем  $M_p$  называется плазменным числом Маха и определяется из соотношения

$$M_p = \frac{v_{\text{л. а}}}{a} = \frac{v_{\text{н}}}{(a_i^2 + v_{p_i}^2 R_D^2)^{1/2}}$$

[здесь  $a$  — скорость звука;  $a_i = \sqrt{\frac{k p_{\text{н}}}{\rho_{\text{н}} m_i}}$  — скорость звука в ионном газе ( $k$  — показатель адиабаты;  $p_{\text{н}}$  — невозмущенное давление,  $n_{\text{н}}$  — равновесная ионизационная плотность в невозмущенном потоке,  $\bar{m}_i$  — средняя масса ионов);  $v_{p_i}^2 = \frac{4\pi q_i^2 n_{\text{н}}}{m_i}$  — квадрат плазменной частоты ( $q_i$  — заряд иона),  $R_D^2 = \frac{kT}{4\pi n_{\text{н}} q_e^2}$  — квадрат дебаевского радиуса];  $\epsilon_0 \epsilon$  — диэлектрическая постоянная внешней среды;  $c$  — электродинамическая постоянная, равная скорости света в вакууме;  $v_{\text{л. а}}$  — скорость полета аппарата относительно среды;  $\bar{d}$  — относительная толщина (диаметр) тела (по сравнению с его длиной). Выражение для  $X_{\text{э}}$  получено в предположении слабого влияния пограничного слоя, что не всегда может оказаться справедливым.

Полное относительное сопротивление тела определится следующим образом:

$$\frac{X_{\text{в}} + X_{\text{э}}}{X_{\text{в}}} = 1 + \frac{X_{\text{э}}}{X_{\text{в}}} = 1 + \frac{16\pi^3}{\lambda} M_p^2 \left(\frac{R_D}{c}\right)^2 \frac{1}{k+1},$$

так как волновое сопротивление аппарата

$$X_{\text{в}} = \frac{\pi^2}{4} \cdot \frac{n_{\text{н}} M_{\text{н}} v_{\text{л. а}}^2 \cdot a \bar{d}^2 \cdot c}{\lambda}.$$

В плотной плазме электростатическое сопротивление  $X_{\text{э}}$  по сравнению с волновым  $X_{\text{в}}$  пренебрежимо мало, так как  $R_D/c \ll 1$ . В разреженной же среде (начиная с высоты 100 км над поверхностью Земли и выше) учет этой силы обязателен.

Что же касается самого волнового сопротивления  $X_{\text{в}}$ , то оно различно для нейтральной среды и для плазмы и определяется



множителем  $\sqrt{M_i^2 - 1}$ , причем для нейтрального газа в подкоренное выражение подставляется обычное число Маха  $M_H$ , а для плазмы — плазменное число Маха,  $M_p$ , которое в  $\sqrt{\frac{k}{k+1}}$  раз больше  $M_H$ , вычисленного по тепловой скорости ионов. Можно, таким образом, сказать, что и само волновое сопротивление, действующее на тело с диэлектрическим покрытием, движущееся в разряженной плазме, больше волнового сопротивления для нейтральной среды в  $\kappa$  раз:

$$\kappa = \frac{\sqrt{M_H^2 - 1}}{\sqrt{M_p^2 - 1}},$$

причем  $M_H$  вычисляется в данном случае по тепловой скорости ионов.

Если же тело заряжено, т. е. имеет довольно значительный потенциал  $\Phi_{л.а}$ , то сопротивление может быть существенно увеличено [201, 202]:

$$\frac{X_B + X_a}{X_B} = 1 - \frac{q_i \Phi_{л.а}}{E_i} \left\{ 1 - \exp \left[ - \frac{3,63 (-q_i \Phi_{л.а} / kT)^{1/2}}{(q_i \Phi_{л.а} / E_i) (R_{л.а} / R_D)} \right] \right\},$$

где  $q_i$  и  $E_i$  — заряд и энергия налетающего иона;  $R_{л.а}$  — радиус сферического летательного аппарата.

Для тел сложной формы такой простой оценки не получается, однако известные предпосылки о возможности моделирования этого явления [202], и, с другой стороны, возможность графоаналитического определения сложных пространственных траекторий ионов [203] позволяют надеяться, что и в этом случае можно будет находить сопротивление тел.

Уже проводятся эксперименты по определению величин рассмотренных эффектов [201], поскольку они могут иметь большое практическое значение для расширения «коридора» входа в атмосферу Земли, для аварийного торможения и посадки и главным образом как неизбежное явление, которое необходимо учитывать при расчете динамики аппарата, использующего тяговую силу Лоренца.

*Тяговая сила Лоренца* — одно из многочисленных [204] возможных технических применений разнообразных силовых электродинамических явлений [205—208].

Сила Лоренца возникает в результате взаимодействия тела с зарядом  $Q_{л.а}$ , движущегося со скоростью  $v_{л.а}$ , с внешним электростатическим  $E_H$  и магнитным  $B_H$  полями и определяется по формуле

$$F_L = Q_{л.а} (E_H + [v_{л.а}, B_H]).$$

Поскольку в настоящее время еще господствует мнение, что околосреднее электростатическое поле либо отсутствует, либо пренебрежимо мало, большинство оценок этой силы проводилось при условии, что  $E_H = 0$  [209—213].

Упрощенные, но характерные результаты получены в работе [210]. В предположении, что земная географическая и магнитная оси совпадают, а начальная круговая орбита спутника лежит на расстоянии 6500 км от центра Земли (высота орбиты 122 км)

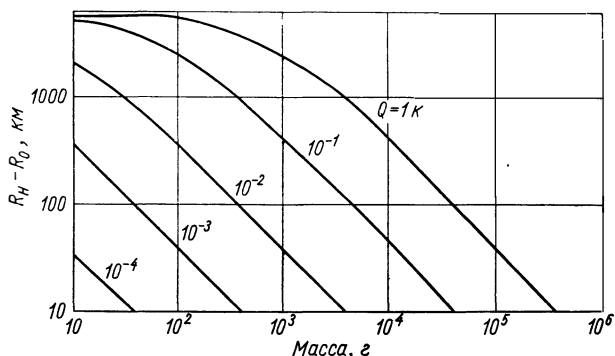


Рис. 3.72. Зависимость изменения высоты околоземной орбиты спутника от массы спутника и его заряда.

в плоскости земного (и магнитного в соответствии с предположением) экватора, были рассчитаны зависимости максимального изменения высоты от массы спутника и его электростатического

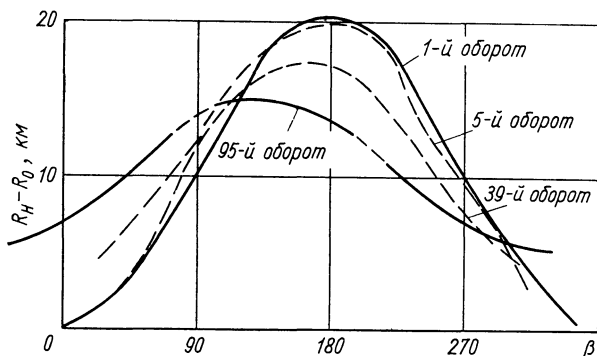


Рис. 3.73. Зависимость изменения высоты орбиты спутника от угла поворота  $\beta$ .

заряда (рис. 3.72). Характер изменения высоты орбиты после «включения» заряда зависит от угла поворота  $\beta$  (рис. 3.73), отношения заряда к массе спутника (рис. 3.74 и 3.75) и от продолжительности полета, так как с увеличением числа оборотов спутник переходит на более высокую или более низкую орбиту, близкую к круговой. Если же заряд регулируется, т. е. включается и выключается, то орбита получается сильно эксцентричной (рис. 3.76).

В работе [212] отмечается, что этот эффект может заметно влиять на возмущение орбиты пояса из заряженных диполей

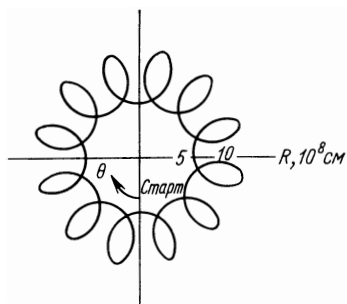


Рис. 3.74. Изменение формы орбиты при «включении» заряда на продолжительное время для «легкого» спутника ( $Q = 10^{-1}$  к,  $M = 10$  г,  $R_0 = 6,5 \cdot 10^8$  см,  $R_{\text{макс}} = 12,47 \times 10^8$  см,  $R_{\text{мин}} = 6,97 \cdot 10^8$  см).

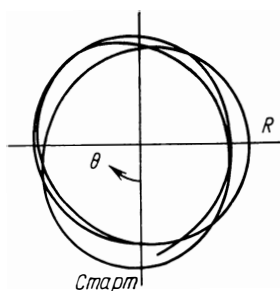


Рис. 3.75. Изменение формы орбиты при «включении» заряда на продолжительное время для «тяжелого» спутника ( $Q = 10^{-1}$  к,  $M = 100$  г,  $R_0 = 6,5 \cdot 10^8$  см,  $R_{\text{макс}} = 12,47 \cdot 10^8$  см,  $R_{\text{мин}} = 6,97 \cdot 10^8$  см).

(спутник Файбер), которые имеют массу  $M = 8 \cdot 10^{-8}$  кг и размеры  $R = 1,3 \cdot 10^{-5}$  м и  $L = 1,8 \cdot 10^{-2}$  м, или на орбиты метеороидов, даже если эти тела несут очень малый равновесный заряд. Естественный заряд спутника Эхо-1 ( $R = 15$  м,  $M = 65$  кг) также может вызвать изменение его орбиты.

Оценки показывают, что данный метод получения силового взаимодействия можно применять в следующих случаях: для корректировки орбиты спутника, траектории снижения аппарата, входящего в атмосферу со второй космической скоростью, и положения (ориентации) летательного аппарата, имеющего управляемый электростатический дипольный момент.

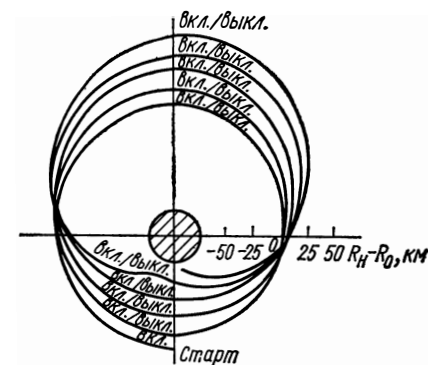


Рис. 3.76. Форма орбиты при «включении» и «выключении» заряда ( $R_0 = 6,5 \cdot 10^8$  см,  $M_s = 500$  г,  $Q = 10^{-3}$  к).

Кулоновское тяговое взаимодействие определяется по известной формуле

$$R_k = Q_{\text{л. а}} E_{\text{н}} = Q_{\text{л. а}} \frac{q_{\text{н}}}{4\pi\epsilon_0 r^2},$$

где  $q_n$  — электростатический заряд внешнего тела,  $\kappa$ ;  $r$  — расстояние между геометрическими центрами тела и летательного аппарата,  $m$ .

Космические тела, имеющие разные заряды и нулевую относительную скорость, могут через некоторое время сблизиться между собой. Если, например, их массы  $M_1 = M_2 = 400 \text{ кг}$ , а потенциалы  $\varphi_{л.а1} = \varphi_{л.а2} = 2 \cdot 10^8 \text{ в}$  при емкости каждого из них  $C_{л.а1} = C_{л.а2} = 200 \text{ нф}$  (средний радиус равен  $2 \text{ м}$ ), то, находясь первоначально на удалении  $r_n = 100 \text{ км}$ , они сблизятся до расстояния  $r_k = 100 \text{ м}$  примерно за  $1,5 \text{ ч}$  [144]. Этот результат получим, если решим уравнение

$$M \frac{d^2 r}{dt^2} = - \frac{2q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 r^2},$$

которое в приближенном виде ( $r_n \gg r_k$ ) описывается формулой

$$\tau = \frac{2}{3} \left[ \frac{\pi\epsilon_0 M}{q_1 q_2} \right]^{1/2} \cdot [r_n^{3/2} - r_k^{3/2}] \text{ сек},$$

где  $q_1 = q_2 = C_{л.а1}\varphi_{л.а1} = C_{л.а2}\varphi_{л.а2} = 0,044 \text{ к}$  — заряд каждого тела.

На зарядку тел, а следовательно, и на процесс их сближения затрачивается всего  $10^{-9} \text{ кг}$  ионов водорода, разгоняемых в ускорителях с общей мощностью  $15 \text{ кВт}$ , причем время работы этих ускорителей составляет всего  $10 \text{ сек}$ . Могут быть применены и isotopные источники заряда.

Если бы использовалась ионная тяга двигателя такой же мощности, то для сближения этих тел было бы затрачено время около 10 лет и соответственно в  $10^5$  раз больше водорода. Во столько же раз большую работу пришлось бы совершить. Иначе говоря, к. п. д. этого процесса сближения оказался бы в  $10^5$  раз хуже.

Недостаток электростатического процесса сближения — направление действия кулоновской силы по оси, соединяющей центры этих тел. В результате этого могут потребоваться дополнительные корректирующие усилия. В противном случае оба заряженных тела при сближении начнут вращаться около общего центра их масс, причем расстояние между ними определится равенством кулоновской и центробежной сил.

Необходимо также учесть и магнитное поле Земли, которое дает дополнительную силу (лоренцевский добавок):

$$\Delta F_{л} = \frac{q_1}{10^4} (v_{л.а} \cdot H_n) = \frac{0,044}{10^4} (7300 \cdot 0,4) = 0,029 \text{ н},$$

поскольку была принята высота маневрирования на экваториальной орбите  $H = 800 \text{ км}$ , где магнитное поле имеет горизонтальную составляющую напряженности  $0,4 \text{ э}$ , а скорость спутника равна  $v_{л.а} = 7300 \text{ м/сек}$ . Направление этой силы для обоих тел различно, в результате чего дополнительное отклонение между их центрами составит около  $1,3 \text{ м}$  [144].

В той же работе [144] предложен оригинальный проект использования кулоновской силы для осуществления левитации над поверхностью Луны. Практически ценность этого проекта состоит в том, что космонавты смогут более детально изучить поверхность и выбрать место для посадки. Кроме того, меньше будет тратиться энергии на подъем с поверхности Луны, поскольку процесс левитации близок к обратимому.

Кажущаяся на первый взгляд фантастичность такого проекта при детальном рассмотрении приобретает рамки выполнимой технической задачи.

Например, затрата энергии на зарядку летательного аппарата и Луны при работе с одинаковыми (и, следовательно, минимальными) потенциалами  $\varphi = \varphi_{л.а} = \varphi_{л}$  определится обычной формулой

$$E = \int_0^{Q_{л.а}} \varphi_{л.а} dq + \int_0^{Q_{л}} \varphi_{л} dq = \frac{1}{2} (C_{л.а} + C_{л}) \varphi^2 = \\ = \frac{1,11 \cdot 10^{-10}}{2} (R_{л.а} + R_{л}) \varphi^2,$$

где  $R_{л.а}$  — эффективный электрический радиус летательного аппарата.

Если учесть, что при левитации сила притяжения уравновешивается кулоновской силой отталкивания

$$\frac{Q_{л.а} Q_{л}}{4\pi\epsilon_0} = \gamma M_{л.а} M_{л},$$

где  $\gamma = 6,66 \cdot 10^{-11} \text{ н} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{кг}^{-2}$  — постоянная тяготения, и что

$$C = 1,11 \cdot 10^{-10} R,$$

то получим окончательно

$$E = \frac{2\pi\epsilon_0 C_{л} M_{л} M_{л.а}}{1,11 \cdot 10^{-10}} \left[ \frac{R_{л.а} + R_{л}}{R_{л.а} R_{л}} \right] = \frac{C_{л} M_{л.а} M_{л}}{2} \left[ \frac{R_{л.а} + R_{л}}{R_{л.а} R_{л}} \right].$$

Иначе говоря, следует стремиться к увеличению  $R_{л.а}$  (см. гл. 1).

Расчеты показывают, что для летательного аппарата массой 5000 кг требуется 1380 кг одиночного кабеля, масса которого рассчитывалась в предположении, что этот кабель выдерживает весь вес корабля, выполнен из силикатной нити, покрытой в вакууме алюминием, и работает при напряжении, равном половинному напряжению разрыва. Длина кабеля 27 км, диаметр 6 мм. Требуемый потенциал корабля, рассчитанный из условия прочности кабеля, составляет 340 Мв. Этот потенциал может быть получен только при помощи ускорителя с ускоряющей трубкой длиной 100 м. Заряд корабля при этом составляет 56 к, а заряд Луны — 6600 к. На зарядку корабля и Луны потребуется не более 10 г водорода, а работа, затраченная на зарядку корабля и Луны, составит соответственно  $1,7 \cdot 10^{10}$  и  $1,1 \cdot 10^{13}$  дж. Если принять, что

оба тела должны быть заряжены в течение суток, то токи и мощности энергосистем для корабля и Луны будут равны соответственно 0,65 ма и 0,77 а; 200 и 128 000 квт.

Энергия, необходимая для зарядки, может быть снижена примерно в 100 раз в результате увеличения потенциала корабля до 1000 Мв при одновременном снижении потенциала Луны до 28 Мв. Этот случай требует более прочных кабелей и более высокой выходной энергии ускоренных бортовым устройством заряженных частиц.

Условия минимальных затрат энергии определяются из выражения

$$E_{\text{мин}} = \left( \frac{C_{\text{л. а}} \Phi_{\text{л. а}}^2}{2} \right) + \left( \frac{C_{\text{л}} \Phi_{\text{л}}^2}{2} \right).$$

Подставив в эту формулу уравнение равновесия гравитационной и кулоновской сил и выражения  $Q_{\text{л. а}} = C_{\text{л. а}} \Phi_{\text{л. а}}$ , затем продифференцировав и приравняв к нулю для отыскания  $E_{\text{мин}}$ , получим решение относительно  $\Phi_{\text{л}}$ :

$$\Phi_{\text{л}}^4 = \frac{16\pi^2 \epsilon_0^2 \gamma^2 M_{\text{л. а}}^2 M_{\text{л}}^2}{C_{\text{л}}^3 \cdot C_{\text{л. а}}}.$$

Откуда, подставляя значение  $C = \frac{Q}{\Phi}$ , находим

$$\frac{\Phi_{\text{л}}}{\Phi_{\text{л. а}}} = \frac{Q_{\text{л. а}}}{Q_{\text{л}}} = \sqrt{\frac{C_{\text{л. а}}}{C_{\text{л}}}} = \sqrt{\frac{R_{\text{л. а}}}{R_{\text{л}}}}.$$

Иначе говоря, расход общей энергии

$$E_{\text{мин}} = \frac{4\pi\epsilon_0 C_{\text{л}} M_{\text{л. а}} M_{\text{л}}}{\sqrt{C_{\text{л. а}} C_{\text{л}}}} = \frac{C_{\text{л}} M_{\text{л. а}} M_{\text{л}}}{\sqrt{R_{\text{л. а}} R_{\text{л}}}}.$$

Если вспомнить, что для преодоления гравитации с помощью ЖРД (при условии, что его к. п. д. равен 100%) требуется энергия

$$\frac{\gamma M_{\text{л. а}} M_{\text{л}}}{H + R_{\text{л}}},$$

которая примерно в 200 раз меньше вычисленной выше, то рассмотрение этой задачи может показаться абсурдным. Однако не следует забывать, что в данном случае речь идет о создании силы без выброса бортовой массы. Более того, если тела уже заряжены и утечки заряда не происходит, то энергия, затрачиваемая на их относительное перемещение, будет уже в два раза меньше механической. Если же требуется совершить десятки возвратно-поступательных рейсов при помощи незначительного изменения потенциала летательного аппарата, то затрачиваемая на это энергия будет во много десятков раз меньше той, которая развивалась бы обычными реактивными тяговыми системами. И тем не менее в настоящее время главным является не экономия энергии, а экономия массы, так как предполагается, что новейшие

ядерноэнергетические установки практически снимут ограничение на энергетические ресурсы летательных аппаратов.

Несмотря на то что рассматриваемые проекты представляются интересными, трудностей для их осуществления много. Достаточно, например, сказать о токе утечки с поверхности Луны (из-за обтекания ее солнечными протонами с энергией 5 кэв Луна приобретает поверхностный отрицательный заряд), который составит при выбранных условиях 3,7 а, т. е. потребует дополнительных заряжающих устройств мощностью 1260 Мвт. В действительности эта мощность может оказаться еще больше.

Отметим также возможность сильного увеличения эрозии поверхности Луны, которая имеет место даже в нормальных условиях под действием равновесного электростатического поверхностного заряда. Отмечается, что песчинки диаметром около 5 мкм и массой  $1,5 \cdot 10^{-10}$  г создают под действием равновесного потенциала лунной поверхности 5 в эрозию примерно  $6 \cdot 10^{-10}$  г/(см<sup>2</sup>·сек) [214]. Замечательно и то, что эти частицы могут левитировать над поверхностью Луны на высоте 2,4 мм, вызывая за счет своего горизонтального перемещения выравнивание лунного рельефа. Естественно, что увеличение поверхностного заряда может быть причиной значительного «распыления» Луны, тем более что удары о ее поверхность микрометеоритов будут приводить к инициированию этого процесса.

И тем не менее важнее всего учесть электростатическое взаимодействие между летательным аппаратом и Луной на близком расстоянии (электростатическую индукцию), приводящее к почти полной ликвидации электростатической подъемной силы.

*Электростатическое взаимодействие на близких расстояниях* зависит от геометрии взаимодействующих тел.

Например, для близких расстояний или малых высот  $H$  корабля над поверхностью Луны заряды на ней перераспределяются, причем те из них, которые противоположны заряду корабля, скапливаются под ним, создавая притягивающую силу, уменьшающую силу отталкивания. Если бы Луна была хорошим проводником, то высота  $H$ , на которой сила электростатического взаимодействия равна нулю, определялась бы по формуле [215]

$$H = \frac{R_{\text{л}}}{2} \sqrt{\frac{Q_{\text{л. а}}}{Q_{\text{л}}}}$$

Однако существует предположение, что поверхность Луны скорее всего изолятор [216], и для нее следует применять решения уравнений электродинамики с учетом возможных значений диэлектрической проницаемости [217]. Используя аддитивность силовых электростатических воздействий, определим силу притяжения заряженной частицы к незаряженному сферическому диэлектрику и вычтем величину этой силы из подсчитанной ранее

кулоновской силы отталкивания. Сила притяжения [215]

$$F = \frac{1}{2} \cdot \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1} Q_{\text{л. а}}^2 \frac{R_{\text{л}}^3}{(R_{\text{л}} + H)^3} \left\{ \frac{1 + \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1}}{2R_{\text{л}}H + H^2} + \frac{2(R_{\text{л}} + H)^2}{(2R_{\text{л}}H + H^2)^2} - \right. \\ \left. - \frac{R_{\text{л}} + H}{R_{\text{л}}^3} \left[ 1 - \left( \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1} \right)^2 \right] \left( \frac{R_{\text{л}}}{R_{\text{л}} + H} \right)^{\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1}} \int_0^{\frac{R_{\text{л}}}{R_{\text{л}} + H}} x^2 \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1} \frac{dx}{1 - x^2} \right\}.$$

При  $\varepsilon > 3$  интеграл можно отбросить. Вычисления для  $\varepsilon = 3$  [144] показали, что равновесная, т. е. нулевая, электростатическая сила получается для принятых выше условий на высоте  $H \approx 20$  км. Для режима минимальной энергии эта высота больше.

Более просто подобные вычисления можно проводить в предположении о плоской поверхности Луны, что вполне оправдано для  $H \leq 50$  км.

Сила притяжения точечного заряда к плоскому незаряженному диэлектрику определяется по формуле [215]

$$F = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1} \cdot \frac{Q_{\text{л. а}}^2}{16\pi\varepsilon_0 H^2}, H.$$

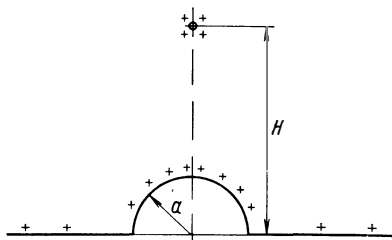


Рис. 3.77. Заряженное тело над выступом поверхности планеты.

Если на поверхности имеется полусферический выступ радиусом  $a$  (рис. 3.77), то сила притяжения возрастает на величину

$$\Delta F = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1} \cdot \frac{Q_{\text{л. а}}^2 a^3 H^3}{\pi\varepsilon_0 (H^4 a^4)^2}, H.$$

Небезынтересно отметить, что при  $-200^\circ$  С лед имеет  $\varepsilon = 2,43$ , в то время как при  $-2^\circ$  С  $\varepsilon = 93,9$ , т. е. сила притяжения  $F$  при более высокой температуре льда значительно больше. Это обстоятельство будет иметь серьезное значение, если на поверхности Луны окажутся большие залежи льда.

Аналогичные индукционные явления будут играть важную роль при электростатической стыковке объектов в космосе. Например, два сферических тела одинакового радиуса и с относительным расстоянием (по отношению к радиусу) между их центрами  $C \gg 2$  испытывают взаимодействие, равное кулоновскому, если пренебречь членами порядка  $1/C^4$ . Более точное выражение для силы определится производной от работы по перемещению заряженной сферы  $L_q$  по длине этого перемещения  $C$ . Например, для силы расталкивания между телами, заряды которых сохраняются постоянными, имеем

$$F_p = -\frac{\partial L_p}{\partial C} = -\frac{1}{2} \left( \frac{\partial P_{11}}{\partial C} Q_1^2 + 2 \frac{\partial P_{12}}{\partial C} Q_1 Q_2 + \frac{\partial P_{22}}{\partial C} Q_2^2 \right) H,$$

где  $P_{ij}$  — коэффициенты потенциала;  $Q_i$  — заряд тел,  $\kappa$ .



В случае действия притягивающей силы знаки меняются на противоположные. Например, для тел, у которых сохраняются постоянные потенциалы  $\varphi$ , имеем

$$F_c = -\frac{\partial L_\varphi}{\partial C} = \left( \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial q_{11}}{\partial C} \varphi_1^2 + \frac{\partial q_{12}}{\partial C} \varphi_1 \varphi_2 + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial q_{22}}{\partial C} \varphi_2^2 \right) n,$$

где  $q_{ii}$  — коэффициенты емкости;  $q_{ij}$  — коэффициенты индукции [215].

Для двух сфер одинакового единичного радиуса точную силу взаимодействия на любом расстоянии можно рассчитать, пользуясь табл. 3.10.

Таблица 3.10

Расчет взаимодействия двух заряженных сфер на близких расстояниях

$C$	$P_{11}(=P_{22})$	$P_{12}$	$q_{11}(=q_{22})$	$q_{12}$	$\frac{1}{2} \cdot \frac{\partial P_{11}}{\partial C}$ $\left( = \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial P_{22}}{\partial C} \right)$	$-\frac{\partial P_{12}}{\partial C}$	$-\frac{1}{2} \cdot \frac{\partial q_{11}}{\partial C}$ $\left( = -\frac{1}{2} \cdot \frac{\partial q_{22}}{\partial C} \right)$	$\frac{\partial q_{12}}{\partial C}$	Отношение зарядов при равновесии
2,0	0,721	0,721	$\infty$	$-\infty$	$\infty$	$\infty$	$\infty$	$\infty$	1
2,1	0,915	0,509	1,584	-0,844	0,154	0,453	1,138	2,349	0,391
2,2	0,939	0,475	1,431	-0,724	0,0826	0,305	0,529	1,127	0,294
2,5	0,968	0,406	1,253	-0,525	0,0300	0,181	0,174	0,413	0,169
3,0	0,986	0,335	1,146	-0,389	0,0101	0,115	0,066	0,186	0,089
3,5	0,993	0,286	1,099	-0,317	0,00437	0,0825	0,0344	0,114	0,053
4,0	0,996	0,250	1,072	-0,269	0,00216	0,0628	0,0207	0,079	0,034
5,0	0,998	0,200	1,044	-0,209	0,00065	0,0401	0,0096	0,048	0,016
6,0	0,999	0,167	1,030	-0,172	0,00026	0,0278	0,0053	0,031	0,009
$\infty$	1,0	0	1,0	0	0	0	0	0	0

Величина  $\varepsilon$  играет большую роль при динамических процессах, например при горизонтальном перемещении летательного аппарата над поверхностью Луны или при его взлете. В этом случае скорость накопления заряда в определенной точке диэлектрика находят из выражения [215]

$$\varphi_q = \varphi_{q0} e^{-\frac{t}{\varepsilon_0 \varepsilon \rho}},$$

где  $\varphi_{q0}$  — объемная плотность зарядов в интересующей нас точке в момент времени  $t = 0$ ;  $\rho$  — сопротивление диэлектрика. Эта формула не учитывает поляризации диэлектрика. Поэтому силу электростатической индукции при горизонтальном перемещении заряженного тела над поверхностью следует определять экспериментально (см. приложение Б). Очевидно, что эта сила в значительной степени зависит от скорости движения тела относительно заряженной или нейтральной поверхности.

Необходимо отметить, что горизонтальную силу для перемещения аппарата можно получить электростатическим путем

(рис. 3.78). Однако эта сила в значительной степени будет зависеть от скорости перемещения, проводимости поверхности, ее поляризуемости и характеристик бортового ускорителя.

В заключение следует сказать о возможности применения индивидуальной заряжающей системы для космонавтов, покидающих корабль в космических условиях.

*Левитация заряженных тел.* Было установлено, что индукция препятствует использованию электростатического отталкивания на малых высотах или расстояниях, если не ориентироваться на громадные заряды и потенциалы, которые практически недостижимы. Горизонтальная скорость может в значительной степени

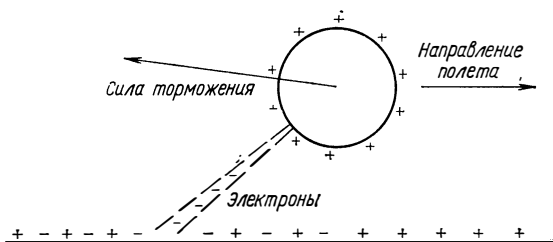


Рис. 3.78. Электростатическое торможение о поверхность планеты.

уменьшить вредную притягивающую силу. Тем не менее представляет большой интерес вопрос о том, можно ли достичь левитации заряженного тела над одноименно заряженной поверхностью ограниченных по площади размеров. Одна из теорем электростатики — так называемая теорема Эрншоу — дает отрицательный ответ на этот вопрос и в общем случае гласит, что [218] «мультиполь порядка  $n$ , помещенный в электростатическое поле, не может находиться в равновесии под действием одних только электрических сил». Забегая вперед, заметим, что эта теорема справедлива и для магнитостатики.

Поскольку на практике часто кроме электростатической силы действует сила гравитационная и может в зависимости от нашего желания существовать магнитостатическая сила, представляется интересным изучить вопрос о равновесии системы в этом случае. Такая задача была рассмотрена в работах [219, 220], где отмечается, что левитация подобного типа невозможна, так как нельзя достичь устойчивого равновесия. Тем не менее следует ожидать появления в будущем специальных стартовых площадок, заряженных статическим электричеством (например, на Луне), — так называемых электродромов, с которых будут взлетать аппараты рассматриваемого типа, причем управление ими при взлете будет обеспечиваться другими, например реактивными, системами, а основная доля подъемной силы будет создаваться весьма эффективным электростатическим способом.

В заключение напомним, что рассматривавшиеся ранее системы с магнитным входным устройством и предварительной ионизацией набегающего потока могут хорошо сочетаться с системами, предусматривающими зарядку летательного аппарата в целом, поскольку для обоих процессов можно использовать один и тот же источник заряженных частиц. Эта комбинированная система будет сочетать принципы использования внешней и внутренней среды, внешней энергии (по-видимому, в незначительных количествах), содержащейся в захватываемом веществе, энергии бортового источника, а также энергии внешнего электростатического и магнитного полей, поскольку реализуется силовое взаимодействие этих полей с собственным электростатическим и магнитным полем летательного аппарата. К этому же общему случаю левитации можно отнести и парение «ионокraftа» (см. Введение).

### **§ 3.3. Тяговые системы, использующие электромагнитные взаимодействия**

Так же как и при использовании электростатического потенциала корабля, который либо сам является электростатическим аккумулятором энергии, либо имеет такой аккумулятор на борту, летательный аппарат, у которого для получения тяги применяется собственное магнитное поле, также должен иметь на борту аккумулятор магнитной энергии (сверхпроводниковый контур или магнитотвердый аккумулятор) или же источник электрического тока для питания катушки.

**Получение магнитных полей** связано с рядом специфических проблем.

*Соленоиды и витки с током* (см. гл. 1) требуют поддержания необходимой температуры, т. е. охлаждения, и, кроме того, компенсации с помощью специальных конструктивных решений больших электродинамических нагрузок. Лучше всего, если эти усилия будут восприниматься самими проводниками.

Кроме особенностей, изложенных в гл. 1, следует отметить, что материал катушки должен иметь высокую теплопроводность [221]. Поскольку катушки, создающие поля порядка 100 кэс и более, должны быть легкими, плотность тока должна быть чрезвычайно высокой, иначе катушка превращается в довольно громоздкое сооружение [222]. Очень важен поэтому вопрос об определении сопротивления металлов при больших плотностях тока. При прочих равных условиях в результате повышения плотности тока, как правило, увеличивается сопротивление [223, 224]. Электропроводность металлов зависит не только от температуры, плотности тока, напряженного состояния (механической нагрузки) проводника, но и от величины магнитного поля, в котором работает этот проводник [225]. С увеличением магнитного поля электропроводность уменьшается. В качестве характерного примера

может быть рассмотрен гальванически чистый алюминий. При температуре жидкого гелия ( $4,2^\circ \text{K}$ ) его электропроводность в 11 800 раз выше, чем при нормальных условиях ( $700^\circ \text{K}$ ) [226]. Поведение алюминия в магнитном поле существенно зависит от степени его чистоты (рис. 3.79). Например, при температуре жидкого водорода ( $20,4^\circ \text{K}$ ) его сопротивление может увеличиться в 4–6 раз, если проводник поместить в поле 27 кэс.

Проблема прочности настолько важна, что, как это показано в гл. 1, более подходящим материалом может оказаться при нормальных температурных условиях такой тяжелый металл с относительно малой проводимостью, как вольфрам. При очень низких температурах алюминий и его сплавы становятся весьма прочными (рис. 3.80) [227–229], поэтому они могут оказаться предпочтительнее.

Если говорить о перспективе, то в первую очередь необходимо напомнить еще раз о проблеме получения сверхпрочных металлов [230]; уже сейчас известны сверхпрочные нитевидные кристаллы вольфрама [231], на основе которых возможно создать высокопрочные конструкционные и электропроводные материалы [232].

Основная трудность работы с отдельными витками и соленоидами, создающими очень сильные магнитные поля, состоит в технике регулирования поля, которая уже начинает осваиваться [233], и в технике шунтирования витков для предохранения их от разрушения [234].

В настоящее время самый большой соленоид имеет, по-видимому, американская фирма «Bell Telephon Laboratories» [235]. Этот соленоид создает поле  $10^5$  эс, затрачивая мощность 1500 квт.

Для оценки параметров соленоидов можно использовать приближенную формулу [236]

$$H = G \left( \frac{N\lambda}{R\rho} \right)^{1/2},$$

где  $H$  — напряженность поля в соленоиде, э;  $G$  — геометрический фактор, равный 0,18–0,21;  $N$  — мощность, затрачиваемая на

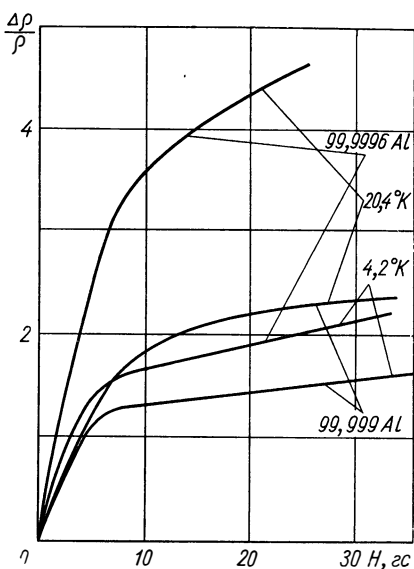


Рис. 3.79. Зависимость увеличения сопротивления чистого алюминия при различной температуре от напряженности магнитного поля.

работу соленоида,  $вт$ ;  $\lambda$  — часть объема соленоида, занятая проводником;  $R$  — внешний радиус соленоида,  $см$ ;  $\rho$  — удельное

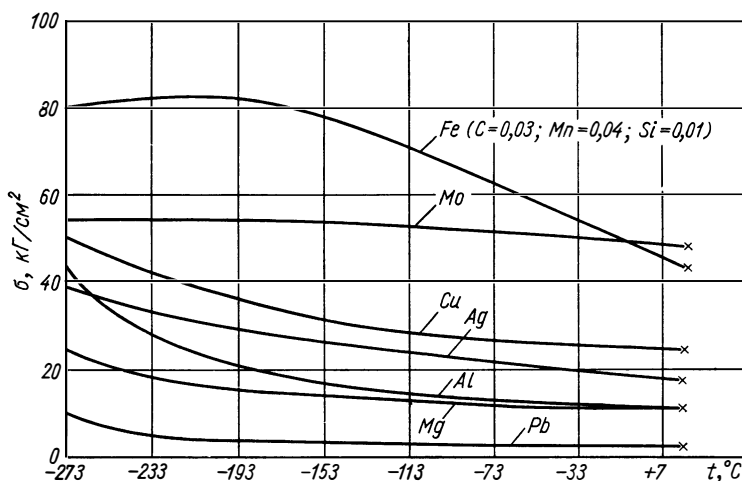


Рис. 3.80. Зависимость прочности некоторых материалов от температуры.

сопротивление материала проводника при температуре работы соленоида,  $ом \cdot см$ .

Для соленоидов из обычного проводника необходимо учитывать зависимость тока от времени при включении

$$I = \frac{E}{R} \left( 1 - e^{-\frac{R}{L} t} \right)$$

и при выключении тока

$$I = I_0 e^{-\frac{R}{L} t},$$

где  $E$  — э. д. с. цепи;  $R$  — активное сопротивление;  $L$  — индуктивность;  $t$  — время;  $I_0$  — начальный ток.

Гидромагниты, как показывают расчеты и эксперименты, смогут создавать стационарные магнитные поля с индукцией выше 1 млн.  $гс$  [237], так как они лишены основного недостатка твердых проводников — затруднений с отводом тепла.

Гидромагнит работает при повышенных температурах, потому что в нем используются расплавленные металлы и сплавы, такие, как  $Ag$ ,  $Na$ ,  $NaK$ . При низких температурах можно применять галлий, электропроводность которого достаточно велика [238].

В гидромагнитах проще преодолеть внутренние напряжения от электродинамических усилий, кроме того, в них меньше потери на нагрев, но зато необходимы механические насосы с очень

большим напором, а увеличение количества механически движущихся частей на космических системах не всегда желательно.

Схема работы гидромагнита показана на рис. 3.81. Расплавленный металл перетекает из внутреннего цилиндрического объема во внешний через ряд отверстий и дискообразных перегородок. Если к такому устройству приложить начальное поле напряженностью  $B_0$ , то это поле из-за перекачки металла будет усиливаться. Возникает концентрическое электрическое поле

$$E = \frac{v_p B}{c},$$

где  $v_p$  — радиальная скорость течения металла;

$B \approx B_0 + \frac{4\pi}{c} I$  — усиленное магнитное поле;  $c$  —

электродинамическая постоянная, равная скорости света.

При этом ток  $I$  находится по формуле

$$I \approx \Delta R \sigma \frac{v_p B}{c},$$

где  $\Delta R$  — радиальное расстояние;  $\sigma$  — проводимость жидкого металла ( $\frac{1}{\sigma} = 10^{-5}$  ом·см для натрия при  $150^\circ$  С или для серебра при  $1000^\circ$  С).

Генерация или самовозбуждение магнитного поля возможны при магнитном числе Рейнольдса

$$Re_M = \frac{4\pi\sigma v_p \Delta R}{c^2} > 1,$$

причем увеличение магнитного поля будет сопровождаться повышением перепада давления на гидромагните при постоянной радиальной скорости.

Приведем следующие характеристики гидромагнита [237]:

Радиус магнита внутренний $R_{вн}$ , см . . . . .	2,5
Радиус магнита наружный $R_{н}$ , см . . . . .	30
Длина магнита по оси $L$ , см . . . . .	7,6
Генерируемое магнитное поле $H$ , кэс . . . . .	1240
Начальное магнитное поле $B_0$ , кэс . . . . .	100
Возбуждаемый ток $I$ , ка . . . . .	12 000
Радиальная скорость $v_p$ , м/сек . . . . .	40
Перепад давления $p$ , ати . . . . .	$1,6 \cdot 10^5$
Потребляемая мощность $N$ , квт . . . . .	530 000
Расход металла $Q$ , л/мин . . . . .	19 000
Генерируемое электрическое поле $\phi$ , в . . . . .	44

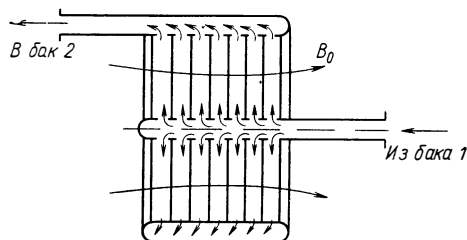


Рис. 3.81. Схема работы гидромагнита.

Ниже даны формулы, связывающие эти величины между собой:

$$\varphi = \kappa_1 (QB_0/L);$$

$$I = \kappa_2 (QB_0/2\pi L\rho_{ж}) \ln (R_{н}/R_{вн});$$

$$N = \kappa_3 (1/2\pi\rho_{ж}) (QB_0/L)^2;$$

$$H = \kappa_4 N^{1/2} = \kappa_3 QB_0;$$

$$p = NQ \text{ (бет учета вязкого сопротивления).}$$

Здесь  $\rho_{ж}$  — сопротивление жидкого металла;  $\kappa_i$  — коэффициенты, учитывающие размерности ( $i = 1, 2, 3, 4$ ).

*Импульсные магниты* в настоящее время распространены довольно широко [239]. Рассмотренный выше гидромагнит потребляет очень большую мощность, но при работе в импульсном режиме эта мощность может быть получена при разряде конденсаторов или от других аккумуляторов энергии, что доступно для технического осуществления уже сейчас.

В настоящее время существуют импульсные магнитные системы, позволяющие на доли секунды получать поля до 200 [240] и даже до  $10^4$  кГс [241].

В некоторых случаях может оказаться выгодным использование импульсных магнитных полей с большой частотой повторения импульсов вместо непрерывного поддержания магнитного поля, так как это позволит ликвидировать экранирующее магнитное поле, создаваемое заряженными частицами окружающей среды, захваченными основным полем [242]. Подобное явление наблюдается у земного магнитного поля: оно имеет характерный спад в районе высоты 15—20 тыс. км (см. гл. 2).

*Сверхпроводимость* уже не раз упоминалась как явление, возможности которого для создания космических тяговых систем трудно переоценить. Особенно важно осваивать это явление для получения интенсивных магнитных полей, так как для полей порядка 100 кГс не требуется тех громадных мощностей (1500 кВт), которые необходимы в случае применения обычных проводников [235]. Например, сверхпроводниковый сплав Nb<sub>3</sub>St при 4,2° К позволяет достичь плотности тока  $1,5 \cdot 10^5$  а/см<sup>2</sup> при магнитном поле 88 000 Гс. Магнитное давление в этом случае

$$\frac{H^2}{8\pi} = 40 \text{ кГ/см}^2.$$

Наибольшие поля можно получить, питая сверхпроводниковую катушку током непрерывно. Затрачиваемая при этом мощность будет умеренной. Следует только помнить, что плотность тока с увеличением мощности поля уменьшается [243, 244].

На работу сверхпроводников оказывают незначительное воздействие механические нагрузки [245], технология изготовления [246—248], геометрия [249] и их абсолютные размеры [250].

Следует отметить, что уже сейчас созданы сверхпроводящие соленоиды, дающие поля до 100 кГс [251, 252], и разработана

подробная методика их расчета [253]. Найдена возможность и для увеличения поля сверхпроводника выше тех величин, которые лимитируются током. Если две сверхпроводниковые катушки с током механически вдвигать одну в другую, то суммарное магнитное поле увеличивается. Это устройство (в зарубежной литературе именуемое магнитным насосом [254]), как предполагают, найдет практическое применение для защиты космических кораблей от заряженных частиц и для других целей.

*Комбинированное электростатически-магнитное поле* позволит, по-видимому, создать более маневренную и надежную тяговую систему. Известно, например, что выбором определенной геометрии магнитного поля можно создать благоприятные условия для поддержания электростатического поля, так как при определенной комбинации векторов  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  ни одна из частиц заряжающего источника не сможет вернуться на заряженное тело ([160а], приложение II).

Большое значение придается методам расчета магнитного поля [255] и особенно методам проектирования формы магнита по заданному полю [256].

При зарядке тела в атмосфере, где основные потери связаны с коронным разрядом, магнитное поле может привести к частичному подавлению разряда [257]. Точно так же магнитное поле препятствует потерям на разряд в атмосфере водорода, аргона и других газов, что окажется полезным при создании электростатических генераторов и трансформаторов.

**Применение магнитных полей для создания тяговых усилий.** Наиболее реально в настоящее время использовать взаимодействие магнитного поля летательного аппарата с межпланетной плазмой. Этот эффект позволяет получать значительные тормозящие усилия, тем более что магнитное поле может создаваться без затрат бортовой энергии за счет динамоэффекта. Такой метод торможения в космосе был подробно изучен американской фирмой AVCO и нашел отражение в многочисленной специальной литературе.

Магнитное поле летательного аппарата может также взаимодействовать с внешним электростатическим и магнитным полями.

Взаимодействие магнитного поля корабля с внешним (земным или межпланетным) магнитным полем  $B_H = \mu_0 \mu H_H$  может создать действующий на корабль момент или силу или то и другое одновременно. Выражения для момента и силы имеют вид:

$$\mathbf{M} = [\mathbf{M} \times \mathbf{B}] = MB \sin(\widehat{MB});$$

$$\mathbf{R}_M = I [dL, \mathbf{B}] \text{ — для кольцевого тока;}$$

$$\mathbf{R}_M = m\mathbf{H} \text{ — для постоянного магнита,}$$

где  $\mathbf{M}$  — момент, н·м;  $\mathbf{R}_M$  — сила, н;  $\mathbf{M} = IS$  — вектор магнитного момента кольцевого тока ( $I$  — ток,  $a$ ,  $S$  — площадь круга, заключенного в токовом кольце,  $m^2$ ) или  $\mathbf{M} = mL$  — вектор магнитного



момента постоянного магнита ( $m = \oint \mathbf{B}_{л.а} \cos \alpha \, dS$  — магнитная масса или количество магнетизма постоянного магнита (рис. 3.82),  $a \cdot \text{м}^2$ ;  $L$  — расстояние между его полюсами),  $\mathbf{B}$  — магнитная индукция внешнего магнитного поля,  $\text{в} \cdot \text{сек}/\text{м}^2$  ( $\mathbf{B}_{л.а}$  — магнитная индукция поля летательного аппарата в районе полюсов),  $dL$  — элементарная длина отрезка контура с током,  $m$ .

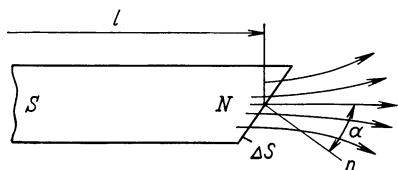


Рис. 3.82. Схема магнитного полюса.

Эти формулы остаются справедливыми для описания взаимодействия магнитов или контуров с током, однако для

одного из них следует принимать значение поля  $B_H$  или  $H_H$  в месте расположения другого. В частности, для магнитов

$$B = \frac{m}{4\pi r^2},$$

если магнит очень длинный, имеет точечный полюс и расположен на близком расстоянии от другого магнита. Поле дипольного стержневого магнита

$$\mathbf{B} = \frac{m}{r_1^2} \cdot \frac{\mathbf{R}_1}{r_1} - \frac{m}{r_2^2} \cdot \frac{\mathbf{R}_2}{r_2},$$

где  $\mathbf{R}_1$  и  $\mathbf{R}_2$  — радиус-векторы, соединяющие рассматриваемую точку пространства с полюсами. На близких расстояниях эти формулы дают значительную ошибку, а на больших — очень точны.

Ближнее поле массивных постоянных магнитов (особенно неправильной формы) определяется экспериментально на моделях этих магнитов.

Поле кольцевого тока или магнитного диполя находить сложнее, хотя на очень больших расстояниях от витка или диполя можно пользоваться формулой

$$\mathbf{B} = \frac{M \sqrt{1 + 3 \sin^2 \varphi}}{r^3}$$

( $M$  — вектор магнитного момента диполя), которая справедлива как для кругового контура, так и для постоянных магнитов (здесь  $\varphi$  — угол магнитной широты).

Следует, однако, заметить, что при вычислении взаимодействий на больших расстояниях от источников магнитных полей проще использовать формулы, аналогичные формулам электростатики. Отметим также, что сохраняются все рассмотренные в предыдущем параграфе энергетические соотношения.

\*  $1 \text{ в} \cdot \text{сек}/\text{м}^2 = 10^4 \text{ гс}$ .

Сила магнитного взаимодействия (магнитный аналог закона Кулона)

$$R_m = \frac{m_1 m_2}{4\pi\mu_0 r^2}.$$

Сила электродинамического взаимодействия двух отрезков контуров с током

$$dR_m = \mu_0 \mu \frac{I_1 I_2 dl_1 dl_2}{4\pi r^2}.$$

Момент взаимодействия магнитов или токов от магнитной проницаемости не зависит:

$$M = \frac{M_1 M_2}{2\pi r^3} \sin \beta.$$

В этой формуле  $\beta$  — угол между векторами  $\mathbf{V}_1$  и  $\mathbf{V}_2$ .

Силу взаимодействия можно также выразить через магнитные моменты

$$R_m = \frac{3M_1 M_2}{2\pi r^4}.$$

Сила, действующая на виток с током в произвольном поле, определяется из соотношения

$$R_m = \mu_0 \mu I S = \mu_0 \mu M \frac{dH}{dx}.$$

В эту формулу можно подставить как магнитный момент кольцевого тока, так и магнитный момент постоянного магнита.

Задача сводится, таким образом, к отысканию геометрии внешнего поля.

В качестве примера рассмотрим метод определения внешнего поля на любых расстояниях от его источника — произвольного контура или системы контуров с током, разработанный В. К. Дементьевым. Отметим предварительно, что эта задача ранее была решена применительно к частным случаям — к нахождению поля кругового тока [258, 259] или поля эллиптического тока в плоскостях главных осей эллипса [260], однако использовать эти решения для машинного счета затруднительно.

Итак, в общем случае требуется найти градиент напряженности и напряженность магнитного поля, создаваемого совокупностью контуров с током произвольной формы и произвольного взаимного расположения. Предполагается, что окружающая среда однородна. Задача сводится к отысканию напряженности магнитного поля вблизи линейного контура произвольной формы (под линейным контуром понимается проводник бесконечно малого поперечного сечения). Совокупностью линейных контуров можно заменить любой реальный проводник или систему проводников. В силу свойства аддитивности общую напряженность можно найти, суммируя напряженности, создаваемые отдельными линейными контурами.

Напряженность поля  $\mathbf{H}$ , создаваемая элементом  $d\mathbf{L}$  линейного контура, по которому течет ток  $I$ , в произвольной точке пространства  $P$ , отстоящей от этого элемента на расстоянии радиус-вектора  $\mathbf{R}$ , определяется известным законом Био — Савара — Лапласа:

$$\mathbf{H} = \frac{I}{4\pi} \int_l \frac{[d\mathbf{L}, \mathbf{R}]}{R^3}. \quad (3.1)$$

Из этой формулы следует, что для точек, лежащих непосредственно на контуре ( $|\mathbf{R}| = 0$ ), напряженность неопределенна, поэтому сам контур из рассмотрения исключается.

Обозначив  $\mathbf{R}_1$  радиус-вектор точки  $A$ , принадлежащей контуру (ей будет присвоен индекс «1»), и  $\mathbf{R}_2$  — радиус-вектор точки  $P$ , в которой вычисляется напряженность, запишем

$$\begin{cases} \mathbf{R}_1 = x_1\mathbf{i} + y_1\mathbf{j} + z_1\mathbf{k}; \\ \mathbf{R}_2 = x\mathbf{i} + y\mathbf{j} + z\mathbf{k}. \end{cases} \quad (3.2)$$

Учитывая это соотношение, можно написать

$$\begin{cases} \mathbf{R} = \mathbf{R}_2 - \mathbf{R}_1 = (x - x_1)\mathbf{i} + (y - y_1)\mathbf{j} + (z - z_1)\mathbf{k}; \\ d\mathbf{L}_1 = dx_1\mathbf{i} + dy_1\mathbf{j} + dz_1\mathbf{k}. \end{cases} \quad (3.3)$$

Найдем векторное произведение  $[d\mathbf{L}, \mathbf{R}]$  как функцию координат:

$$[d\mathbf{L}, \mathbf{R}] = [dz_1(y - y_1) - dy_1(z - z_1)]\mathbf{i} + [dx_1(z - z_1) - dz_1(x - x_1)]\mathbf{j} + [dy_1(x - x_1) - dx_1(y - y_1)]\mathbf{k}, \quad (3.4)$$

так как

$$[\mathbf{i}, \mathbf{j}] = -[\mathbf{j}, \mathbf{i}] = -\mathbf{k}; \quad [\mathbf{i}, \mathbf{k}] = -[\mathbf{k}, \mathbf{i}] = \mathbf{j}; \quad [\mathbf{k}, \mathbf{j}] = -[\mathbf{j}, \mathbf{k}] = \mathbf{i}$$

Произвольный пространственный контур зададим уравнением в параметрическом виде:

$$\begin{aligned} x_1 &= x_1(t); \\ y_1 &= y_1(t); \\ z_1 &= z_1(t), \end{aligned} \quad (3.5)$$

причем эти функции должны быть дифференцируемыми. Сам контур может быть как замкнутым, так и незамкнутым.

Выражение для  $d\mathbf{L}$  можно переписать в виде

$$d\mathbf{L} = \frac{d}{dt} x_1(t) dt\mathbf{i} + \frac{d}{dt} y_1(t) dt\mathbf{j} + \frac{d}{dt} z_1(t) dt\mathbf{k}. \quad (3.6)$$

Обозначим

$$\xi = \frac{1}{|\mathbf{R}|^3} = \{[x - x_1(t)]^2 + [y - y_1(t)]^2 + [z - z_1(t)]^2\}^{-3/2}, \quad (3.7)$$

а из (3.1), используя выражения (3.4), (3.6) и (3.7), найдем проекции напряженности в точке  $P$ :

$$\left. \begin{aligned} H_x &= \frac{I}{4\pi} \int \xi \left\{ \frac{dz_1(t)}{dt} [y - y_1(t)] - \frac{dy_1(t)}{dt} [z - z_1(t)] \right\} dt; \\ H_y &= \frac{I}{4\pi} \int \xi \left\{ \frac{dx_1(t)}{dt} [z - z_1(t)] - \frac{dz_1(t)}{dt} [x - x_1(t)] \right\} dt; \\ H_z &= \frac{I}{4\pi} \int \xi \left\{ \frac{dy_1(t)}{dt} [x - x_1(t)] - \frac{dx_1(t)}{dt} [y - y_1(t)] \right\} dt. \end{aligned} \right\} (3.8)$$

При интегрировании по  $t$  координаты  $x$ ,  $y$ ,  $z$  произвольной точки  $P$  считаются постоянными. Интегралы в выражениях (3.8) в конечном виде не берутся. Однако для каждого частного случая их значения можно найти численными методами. Отметим также, что они имеют особенность при одновременном выполнении условий  $x = x_1(t)$ ,  $y = y_1(t)$ ,  $z = z_1(t)$  (при этом  $\xi = \infty$ ), т. е. когда точка  $P$ , в которой вычисляется напряженность, лежит на контуре.

Для вектора напряженности  $\mathbf{H}$  имеем следующее выражение:

$$\mathbf{H} = H_x \mathbf{i} + H_y \mathbf{j} + H_z \mathbf{k}, \quad (3.9)$$

откуда, введя обозначение  $H = |\mathbf{H}|$ , получим

$$H = \sqrt{H_x^2 + H_y^2 + H_z^2}. \quad (3.10)$$

Очень важной характеристикой магнитного поля является градиент напряженности:

$$\text{grad } H = \frac{\partial H}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial H}{\partial y} \mathbf{j} + \frac{\partial H}{\partial z} \mathbf{k}, \quad (3.11)$$

проекции которого с учетом выражения (3.10) будут иметь вид:

$$\left. \begin{aligned} (\text{grad } H)_x &= \frac{\partial H}{\partial x} = \frac{H_x \frac{\partial H_x}{\partial x} + H_y \frac{\partial H_y}{\partial x} + H_z \frac{\partial H_z}{\partial x}}{H}; \\ (\text{grad } H)_y &= \frac{\partial H}{\partial y} = \frac{H_x \frac{\partial H_x}{\partial y} + H_y \frac{\partial H_y}{\partial y} + H_z \frac{\partial H_z}{\partial y}}{H}; \\ (\text{grad } H)_z &= \frac{\partial H}{\partial z} = \frac{H_x \frac{\partial H_x}{\partial z} + H_y \frac{\partial H_y}{\partial z} + H_z \frac{\partial H_z}{\partial z}}{H}. \end{aligned} \right\} (3.12)$$

Для вычисления  $\text{grad } H$  необходимо, очевидно, знать выражения для производных  $\frac{\partial H_x}{\partial x}$ ,  $\frac{\partial H_x}{\partial y}$ ,  $\frac{\partial H_x}{\partial z}$ ,  $\frac{\partial H_y}{\partial x}$ ,  $\frac{\partial H_y}{\partial y}$ ,  $\frac{\partial H_y}{\partial z}$ ,  $\frac{\partial H_z}{\partial x}$ ,  $\frac{\partial H_z}{\partial y}$ ,  $\frac{\partial H_z}{\partial z}$ .

Подынтегральные функции от  $x$ ,  $y$ ,  $z$  в выражении (3.8) определены и непрерывны вместе со своей первой производной везде, кроме точек, принадлежащих контуру. Поэтому везде, кроме этих точек, можно дифференцировать под знаками интегралов.

Введем следующие обозначения:

$$\begin{aligned}\psi_x &= \frac{dz_1(t)}{dt} [y - y_1(t)] - \frac{dy_1(t)}{dt} [z - z_1(t)]; \\ \psi_y &= \frac{dx_1(t)}{dt} [z - z_1(t)] - \frac{dz_1(t)}{dt} [x - x_1(t)]; \\ \psi_z &= \frac{dy_1(t)}{dt} [x - x_1(t)] - \frac{dx_1(t)}{dt} [y - y_1(t)].\end{aligned}\quad (3.13)$$

Тогда выражение (3.8) перепишется в виде

$$H_x = \frac{I}{4\pi} \int \xi \psi_x dt; \quad H_y = \frac{I}{4\pi} \int \xi \psi_y dt; \quad H_z = \frac{I}{4\pi} \int \xi \psi_z dt. \quad (3.14)$$

Для производных от проекций напряженности  $H_x$ ,  $H_y$ ,  $H_z$  имеем:

$$\left. \begin{aligned}\frac{\partial H_x}{\partial x} &= \frac{I}{4\pi} \int \left( \frac{d\xi}{dx} \psi_x + \xi \frac{d\psi_x}{dx} \right) dt; \\ \frac{dH_y}{dx} &= \frac{I}{4\pi} \int \left( \frac{d\xi}{dx} \psi_y + \xi \frac{d\psi_y}{dx} \right) dt; \\ \frac{dH_z}{dx} &= \frac{I}{4\pi} \int \left( \frac{d\xi}{dx} \psi_z + \xi \frac{d\psi_z}{dx} \right) dt; \\ \frac{dH_x}{dy} &= \frac{I}{4\pi} \int \left( \frac{d\xi}{dy} \psi_x + \xi \frac{d\psi_x}{dy} \right) dt; \\ \frac{dH_y}{dy} &= \frac{I}{4\pi} \int \left( \frac{d\xi}{dy} \psi_y + \xi \frac{d\psi_y}{dy} \right) dt; \\ \frac{dH_z}{dy} &= \frac{I}{4\pi} \int \left( \frac{d\xi}{dy} \psi_z + \xi \frac{d\psi_z}{dy} \right) dt; \\ \frac{dH_x}{dz} &= \frac{I}{4\pi} \int \left( \frac{d\xi}{dz} \psi_x + \xi \frac{d\psi_x}{dz} \right) dt; \\ \frac{dH_y}{dz} &= \frac{I}{4\pi} \int \left( \frac{d\xi}{dz} \psi_y + \xi \frac{d\psi_y}{dz} \right) dt; \\ \frac{dH_z}{dz} &= \frac{I}{4\pi} \int \left( \frac{d\xi}{dz} \psi_z + \xi \frac{d\psi_z}{dz} \right) dt,\end{aligned}\right\} \quad (3.15)$$

где  $\frac{d\xi}{dx}$ ,  $\frac{d\xi}{dy}$ ,  $\frac{d\xi}{dz}$ ,  $\frac{d\psi_x}{dx}$ ,  $\frac{d\psi_x}{dy}$ ,  $\frac{d\psi_x}{dz}$ ,  $\frac{d\psi_y}{dx}$ ,  $\frac{d\psi_y}{dy}$ ,  $\frac{d\psi_y}{dz}$ ,  $\frac{d\psi_z}{dx}$ ,  $\frac{d\psi_z}{dy}$ ,  $\frac{d\psi_z}{dz}$ .

После дифференцирования выражений (3.7) и (3.13) получаем:

$$\left. \begin{aligned}\frac{d\xi}{dx} &= -3 [x - x_1(t)] \{ [x - x_1(t)]^2 + [y - y_1(t)]^2 + \\ &\quad + [z - z_1(t)]^2 \}^{-\frac{5}{2}}; \\ \frac{d\xi}{dy} &= -3 [y - y_1(t)] \{ [x - x_1(t)]^2 + [y - y_1(t)]^2 + \\ &\quad + [z - z_1(t)]^2 \}^{-\frac{5}{2}};\end{aligned}\right\} \quad (3.16)$$

$$\left. \begin{aligned}
 \frac{d\xi}{dz} &= -3[z - z_1(t)] \{ [x - x_1(t)]^2 + [y - y_1(t)]^2 + \\
 &+ [z - z_1(t)]^2 \}^{-\frac{5}{2}}; \\
 \frac{d\psi_x}{dx} &= 0; \quad \frac{d\psi_y}{dx} = -\frac{dz_1(t)}{dt}; \quad \frac{d\psi_z}{dx} = \frac{dy_1(t)}{dt}; \\
 \frac{d\psi_x}{dy} &= \frac{dz_1(t)}{dt}; \quad \frac{d\psi_y}{dy} = 0; \quad \frac{d\psi_z}{dy} = -\frac{dx_1(t)}{dt}; \\
 \frac{d\psi_x}{dz} &= -\frac{dy_1(t)}{dt}; \quad \frac{d\psi_y}{dz} = \frac{dx_1(t)}{dt}; \quad \frac{d\psi_z}{dz} = 0.
 \end{aligned} \right\} (3.16)$$

Проекция напряженности  $H_x$ ,  $H_y$ ,  $H_z$  можно получить (после вычисления  $\xi$ ,  $\psi_x$ ,  $\psi_y$ ,  $\psi_z$  и их производных) численным интегрированием. Затем, найдя производные от проекций напряженности, по формуле (3.12) можно вычислить составляющие градиентов напряженности.

Зная магнитный момент одного объекта и поле, создаваемое другим объектом, легко определить силы и моменты, действующие на источник магнитного поля.

Следует еще раз напомнить, что силовые взаимодействия такого типа довольно выгодны в том отношении, что они не требуют расходования бортовой массы.

*Ориентация летательного аппарата* во внешнем магнитном поле Земли уже осуществлена практически на спутниках «Транзит 1В» и «Транзит 2А» (США) [161].

На плоскую катушку из 10 витков площадью  $1 \text{ м}^2$  и с током  $10^3 \text{ а}$  (такие токи дают в кратковременном режиме разрядки серебряно-цинковые аккумуляторы), расположенную на высоте 200 км от поверхности Земли, будет действовать момент

$$M_m = [M \times B_3] \approx 10^4 (\text{а м}^2) \cdot 0,2 \cdot 10^{-4} (\text{в} \cdot \text{сек} / \text{м}^2) = 0,2 \text{ н} \cdot \text{м},$$

что является достаточно большой величиной.

Не случайно поэтому принцип магнитной ориентации считается наиболее предпочтительным для орбитальных космических станций, на которых предполагается устанавливать практически неисчерпаемый источник энергии — ядерную электростанцию [262].

Следует отметить и отрицательный эффект — снижение управляемости корабля, который по каким-либо причинам имеет магнитный дипольный момент [263], приводящий к дополнительному возмущению траектории его полета [264]. Особенно важно учитывать это обстоятельство тогда, когда на космическом корабле имеются устройства с очень большим магнитным моментом, например магнитная радиационная защита [265, 266].

*Стыковка в условиях космоса* сопряжена с трудностями точного наведения и совмещения объектов. При этом расходуются довольно значительное количество бортовой массы. Если применить магнитную стыковку, то в идеальном случае никакого расходу-

вания массы не потребуется и система в целом окажется значительно легче [267]. В качестве примера можно назвать систему для магнитной сборки в космосе «Магнелук», разработанную в США [268].

*Левитация* в магнитном поле космоса и в околоземном магнитном поле интересна прежде всего тем, что позволяет иметь нулевые скорости перемещения аппарата в гравитационном поле с ненулевым градиентом. Такая задача может возникнуть в связи с созданием неподвижных относительно данной точки пространства лабораторий.

Следует отметить большое количество теоретических и экспериментальных работ, связанных с этой проблемой [219, 220, 269—276]. Объясняется это тем, что левитация находит важное техническое применение в таких областях, как вакуумная плавка металлов вне контакта с тиглями, ультрацентрифуги с магнитной подвеской, сводящей почти к нулю потери на трение, безрельсовый транспорт в электромагнитном поле (который, кстати сказать, мог бы быть осуществлен в будущем на Луне) и т. д. Необходимо, очевидно, проверить, можно ли эти принципы осуществить при взлете или управляемом неподвижном парении летательных аппаратов в магнитном поле Земли, например в районе полюсов или в районе Западно-Сибирской магнитной аномалии (см. гл. 2).

Оценим подъемную силу дискообразного корабля диаметром 600 м на высоте 100 км над Западно-Сибирской аномалией, у которого по периферии проложено 1000 витков с током по  $10^5$  а в каждом витке. Поскольку градиент напряженности на указанной высоте равен  $2,1 \cdot 10^{-8}$  а/м<sup>2</sup>, имеем

$$R_{\text{м}} = 12,6 \cdot 10^{-7} \cdot 10^8 \frac{\pi \cdot 600^2}{4} \cdot 2,1 \cdot 10^{-8} = 5,9 \text{ н,}$$

т. е. величина этой силы практического значения не имеет.

Можно, кроме того, заметить, что по аналогии с электростатикой и в данном случае будет существовать индукция, уменьшающая подъемную силу. Величина этой электромагнитной индукции главным образом зависит от проводимости земных пород [277].

Земные породы под летательным аппаратом могут оказаться диамагнитными (можно предполагать и специальную постройку диамагнитных площадок), и тогда подъемная сила будет неизмеримо больше. Магнитное поле Земли здесь никакой практической роли играть не будет. Если же земные породы парамагнитные, то сила магнитного взаимодействия будет суммироваться с силой гравитационного притяжения и взлет станет затруднен.

Сила взаимодействия электрического контура, создающего около себя магнитное поле ( $H$ , grad  $H$ ) с окружающим пространством, имеющим объемную магнитную восприимчивость  $\chi$ , выражается формулой

$$R_{\text{м}} = \mu_0 \int_V \chi H \text{ grad } H \, dV.$$

где объем интегрирования можно выбрать по схеме на рис. 3.83. Знак силы  $R_M$  зависит от знака  $\chi$ . Если у  $\chi$  знак минус, т. е. тело диамагнитно, то имеем подъемную силу.

Величины магнитных восприимчивостей приведены в табл. 3.11. Напомним, что восприимчивость молекул чаще всего аддитивна по отношению к атомарным восприимчивостям. При более сложных зависимостях можно пользоваться теоретическими методами [278], хотя для определения  $\chi$  и не отвергается путь прямого эксперимента.

До сих пор точные значения восприимчивостей, по-видимому, не известны. Так, в работе [53, гл. 1] дается для азота значение восприимчивости (парамагнитной)  $1,3 \cdot 10^{-8}$ , в то время как в книге [279] указывается на то, что он является диамагнетиком.

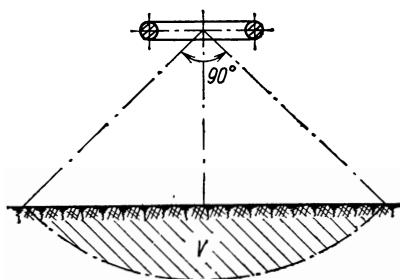


Рис. 3.83. К расчету диамагнитной подъемной силы.

Таблица 3.11

*Объемная магнитная восприимчивость некоторых веществ при температуре 300° К*

Диамагнитное вещество	Водород	Вода	Каменная соль, стекло	Кварц	Висмут
$-\chi$	$6,3 \cdot 10^{-8}$	$9 \cdot 10^{-6}$	$1,26 \cdot 10^{-5}$	$1,51 \cdot 10^{-5}$	$1,76 \cdot 10^{-4}$
Парамагнитное вещество	Воздух	Кислород	Эбонит	Вольфрам	Жидкий кислород ( $T = 91^\circ \text{ К}$ )
$\chi$	$3,8 \cdot 10^{-7}$	$1,86 \cdot 10^{-6}$	$1,4 \cdot 10^{-5}$	$1,76 \cdot 10^{-4}$	$3,62 \cdot 10^{-3}$

### § 3.4. Квантовые тяговые системы

Вопрос о создании квантовых двигателей чаще всего связывают с космической техникой далекого будущего. При этом, конечно, имеют в виду фотонный двигатель, дающий при использовании бортовых ресурсов максимальный удельный импульс.

Существуют, однако, и другие тяговые системы этого типа, которые могут использовать бортовые массовые ресурсы, затрачивая на разгон бортовой массы внешнюю энергию, например солнечную.



**Солнечные энергетические установки** различаются между собой методами преобразования энергии фотонов. Считается, что энергию Солнца можно использовать в системах, мощность которых не превышает  $10 \text{ квт}$  [172]. Для больших уровней мощности лучшими являются ядерные и радиоизотопные установки. Из-за небольшой мощности солнечные установки применяют в качестве вспомогательных источников энергии, однако существуют проекты их использования и для двигательных целей.

По расчетам Эрике [280], солнечный теплообменный ракетный двигатель будет иметь удельный вес примерно  $0,45 \text{ кг}$  на каждый киловатт реактивной мощности и удельный импульс  $700\text{—}800 \text{ сек}$ .

Имея в виду большое разнообразие способов превращения энергии солнечного излучения в энергию реактивной струи, а также большое количество специальной литературы, посвященной энергетике этого типа, приводим только основные характеристики таких систем (табл. 3.12). Некоторые данные этой таблицы получены по косвенным результатам (ток, потенциал и т. д.), приведенным в соответствующей литературе.

Остановимся несколько подробнее на основных типах солнечных энергоустановок: фотоэлектронной, фототепловой и фотоактивной.

*Фотоэлектронные установки* (солнечные батареи) широко применяются уже сейчас. С одного квадратного метра поверхности батареи (конструкционные и опорные поверхности не учитываются) на орбите Земли может быть получена энергия  $0,084 \text{ квт}$ , так как их к. п. д. в настоящее время равен  $6\%$ . Предполагается, что максимальный к. п. д. таких устройств не будет превышать  $16\text{—}22\%$  [285].

Продолжительность работы солнечных элементов определяется испаряемостью тонкого ( $1\text{—}3 \text{ мкм}$ )  $p$ -слоя и абразивным действием микрометеоритов, а в случае применения защитных прозрачных покрытий (которые несколько ухудшают к. п. д.) — их помутнением в результате той же самой эрозии. В настоящее время считается, что срок гарантированной работы фотоэлементов составляет около 400 суток [284].

*Фототепловые установки* довольно разнообразны. Из рис. 3.84 видно, что высокотемпературная солнечная система с паротурбинным циклом и электрогенератором выгоднее фототепловой низкотемпературной системы с непосредственным преобразованием, если речь идет о мощностях выше  $5 \text{ квт}$ . Высокая температура цикла достигается путем концентрации солнечной энергии жестким или мягким (надувным) коллектором. В последнее время стали отдавать предпочтение жестким коллекторам (параболоидам вращения и параболическим цилиндрам), поскольку их отражающие элементы (в отличие от надувных конструкций) можно выполнить совместно с холодильниками-изучателями, а лучшая фокусирующая способность и повышенный срок службы дают дополнительные преимущества даже в том случае, когда

Таблица 3.12

Некоторые характеристики солнечных энергетических установок для условий на орбите Земли

Система	Принцип действия или устройство	Удельный вес, кг/квт		Литература
		по отношению к электрической мощности	по отношению к реактивной мощности	
Фотоэлектростатическая	В результате фотоэмиссии часть электронов навсегда покидает поверхность эмиттера и заряжает ее положительно	$10^5-10^4$	—	[281]
Фотохимическая	Используется способность ряда газообразных веществ претерпевать химические превращения с поглощением световой энергии и отдавать ее в темноте при обратном процессе	$10^3-2 \cdot 10^2$	—	[282]
Фотоэмиссионная (фотоэлементы)	Поверхности фотоэмиттера анода заключены в герметичный, но проницаемый для солнечного излучения объем	150—80	—	—
Фотореактивная	Давление солнечного излучения может вращать «солнечный ветряк» электрогенератора либо создавать тяговый импульс «солнечного паруса»	100—80	0,1	[283]
Фотомеханическая	Усилие от расширения твердых или жидких тел при циклическом освещении и нагреве передается электрогенератору	80—50	—	—
Фотоэлектронная (солнечные батареи)	Полупроводниковые фотоэлементы: катод, или <i>n</i> -слой, состоит из кремния с примесью мышьяка, а анод, или <i>p</i> -слой, — из кремния с примесью бора	60—40	70—50	[172]
Фототепловая	Превращение солнечной энергии в тепловую и далее в электрическую за счет низкотемпературного нагрева плоского непосредственного преобразователя либо за счет нагрева рабочего тела турбогенератора до высокой температуры с помощью концентраторов энергии	60—20	0,45	[280, 284]
Фотоэлектрическая	Используется свойство диэлектриков, например политетрафторэтиленовой пленки, менять величину диэлектрической проницаемости при циклическом нагреве, что ведет к генерации переменного тока, снимаемого с обкладок предварительно заряженного конденсатора с этим диэлектриком	50—20	—	—

мощность энергоустановки превышает 10 кВт и используется для тяговых целей. Общий к. п. д. таких систем и в будущем не будет, очевидно, превышать 20% [172]. Следует, однако, заметить, что на больших расстояниях от Земли, где ионизованных внешних частиц мало, можно применить электростатическую зарядку мягких коллекторов и сохранять их форму даже тогда, когда в результате метеоритных пробоев их герметичность в ряде мест будет нарушена.

*Фотореактивная установка* (солнечный парус) привлекательна тем, что на первый взгляд она как будто не использует ни бортовых запасов массы, ни бортовых запасов энергии. Это обстоятельство еще в 1923 году заинтересовало русских ученых Я. И. Перельмана [286] и Ф. А. Цандера [287].

В настоящее время не только создана теория работы и движения такого летательного аппарата [288—290], не только подробно рассчитан вес паруса приемлемой конструкции [291], но и разработан подробный проект летательного аппарата в целом [283, 292]. В частности, американская фирма «Вестингауз» имеет проект паруса площадью около  $2 \cdot 10^5 \text{ м}^2$  и тягой 454 кг (отмечается [293], что давление солнечной радиации на орбите Земли составляет  $0,83\text{--}0,976 \cdot 10^{-6} \text{ кг/м}^2$ ). Тяга солнечного паруса определяется по формуле

$$R_{\text{с. п}} = \int_S (1 + r) \frac{N_c}{c} \cos \theta \, dS,$$

где  $r$  — коэффициент отражения паруса;  $N_c$  — мощность падающего света;  $\theta$  — угол между направлением на Солнце и нормалью к поверхности паруса;  $dS$  — элементарная площадка.

Для более точного расчета тяги следует учитывать разницу собственного излучения паруса с обеих сторон. Толщина рассматриваемого паруса 0,25 мм, а его масса 362 кг. К парусу специальными стропами крепится гондола с людьми, общая масса которой 454 кг. Существуют подобные проекты Лос-Аламосской и других лабораторий.

Во всех этих проектах закладывались слишком оптимистические оценки по испаряемости материала в космическом вакууме. Реальный учет расхода бортовой массы на испарение паруса

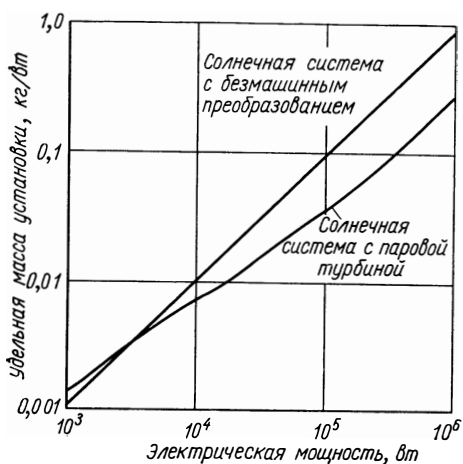


Рис. 3.84. Зависимость удельной массы солнечных энергетических установок от их электрической мощности.

приводит к тому, что удельная тяга такой системы становится сравнимой с удельными тягами ионных и даже некоторых плазменных двигателей.

**Энергетические установки, использующие излучения не солнечного происхождения**, вряд ли можно рассматривать в качестве применимых для выполнения космических операций внутри Солнечной системы, так как эти излучения имеют слишком низкую плотность энергии (см. гл. 2). Тем не менее было бы преждевременным совсем отказываться от этих систем, потому что наличие в межпланетном и межзвездном пространствах нестационарных магнитных и электрических полей может быть в принципе использовано даже при наличии на борту энергетического источника весьма малой мощности. Всенаправленная УКВ-антенна могла бы служить приемником энергии, а мононаправленный источник излучения высокой частоты, вырабатываемой бортовым преобразователем, — движущим устройством (рис. 3.85).

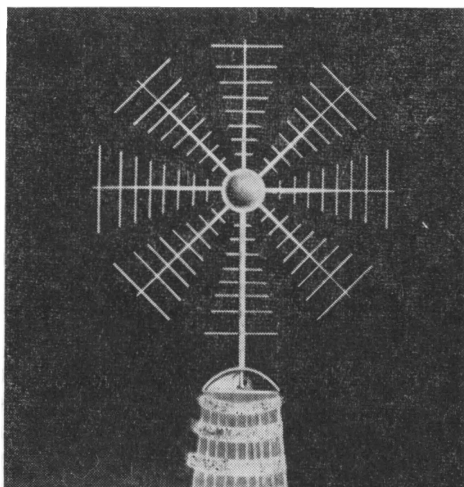


Рис. 3.85. Схема переизлучающего устройства.

Другой весьма реальный путь — использование направленных на космический аппарат искусственных излучений, причем эти излучения могут иметь вполне определенную частоту, согласованную с частотой бортового приемного устройства [172]. Отмечается даже [294], что в будущем такие системы позволят на большом расстоянии заправлять космические аппараты инертной массой! О воплощении этой сверхоптимистической идеи пока не может, конечно, идти речь, но что касается передачи электромагнитной энергии на большие расстояния и в больших количествах, то она вполне возможна современными техническими средствами. Принятая на борт энергия

$$E_6 = E_{\Pi} \frac{GS_6}{4\pi r^2 K},$$

где  $E_{\Pi}$  — переданная энергия;  $G$  — коэффициент идеального усиления антенны дальней зоны (коэффициент направленного действия антенны)

$$G = \frac{4\pi S_{\Pi}}{\lambda^2}$$

( $S_{\text{п}}$  — эффективная площадь передающей антенны,  $\lambda$  — длина волн передаваемого электромагнитного излучения);  $S_{\text{б}}$  — эффективная площадь бортовой антенны, равная для параболической антенны диаметром  $d$  величине

$$S_{\text{б}} = \frac{\pi d^2}{8},$$

$r$  — расстояние между передающей и принимающей точками.

Особо следует остановиться на коэффициенте эффективности апертуры антенны  $K$ , который зависит как от точности выполнения антенны (желательно, чтобы допуск на фокусировку не превышал  $0,1\lambda$ ), так и от той среды, в которой эта антенна работает [295]. Для прикидочных расчетов можно принимать  $K = 3 - 5$ . Предварительные оценки, проведенные в работе [172], показывают, что удельная масса бортовой приемной аппаратуры составляет  $10 \text{ кг/квт}$ , т. е. примерно столько же, сколько дают бортовые ядерные установки.

Что касается возможностей дальнейшего совершенствования подобных систем, то здесь имеются, по-видимому, известные перспективы, которые сулят применение квантовых генераторов [296], особенно полупроводниковых (их к. п. д. в режиме приема энергии близок к  $100\%$ ), и использование электроники больших мощностей [297].

**Фотонный двигатель** — понятие слишком общее. При полетах вдали от Солнца можно было бы, например, использовать для ориентации летательного аппарата прожектор с довольно легким эпоксидным зеркалом [298] и высокоинтенсивным источником света [299]. Тяга такого двигателя была бы равна

$$R_{\text{ф}} = \dot{M}c = \frac{N_{\text{с}}}{c} \approx 10^{-6} \text{ н},$$

где  $\dot{M}$  — секундный расход массы фотонов (масса фотона  $m_{\text{ф}} = \frac{h\nu}{c^2}$ );  $c$  — скорость их истечения (скорость света);  $N_{\text{с}}$  — мощность источника (в данном случае  $400 \text{ вт}$ ).

Заметим кстати, что из-за постоянства величины  $c$  тяга фотонного двигателя зависит только от мощности излучения, причем  $1 \text{ квт}$  излучаемой мощности всегда (независимо от длины волны или спектра излучения, но при идеальной параллельности фотонной струи) создает тягу

$$R_{1 \text{ квт}} = 3,3 \cdot 10^{-6} \text{ н}.$$

Не намного выше будет тяга плазменного источника фотонов такой же мощности с применением цилиндрического зеркала [300], поскольку в настоящее время плотность светящихся плазм не превышает  $10 \text{ кг/м}^3$  (люминесцентные лампы). Если говорить о более плотных плазмах и отвлечься при этом от процессов эрозии, рассеяния и т. д., то экспериментально установленный

предел для плазм с электрическим разогревом характерен следующими величинами [301]: при давлении плазмы  $1 \text{ кг/см}^2$  и толщине ее слоя  $1 \text{ мм}$  интенсивность излучения порядка  $10^7 \text{ кал/(см}^2 \cdot \text{сек)}$  (световое давление равно нескольким граммам на квадратный сантиметр) развивается при температуре плазмы  $60\,000^\circ \text{ К}$ .

Для фотонного же двигателя требуется световое давление как минимум  $1\text{--}10 \text{ кг/см}^2$ , что можно ожидать при давлении плазмы  $100 \text{ кг/см}^2$ , толщине ее слоя  $1\text{--}10 \text{ мм}$  и температуре  $300\,000\text{--}400\,000^\circ \text{ К}$ . Эти параметры при электрическом разогреве плазмы недостижимы.

В дальнейшем под фотонным двигателем будем понимать такое устройство, тяга которого (исчисляемая десятками или сотнями килограммов) создается в большей степени «чистым» фотонным излучением и в меньшей степени — истечением ускоренных частиц с инертной массой.

Устройство такого типа необходимо только при очень дальних полетах (к внешним планетам солнечной системы, да и то только тогда, когда высокая удельная тяга при малой общей тяге выгоднее более высокой тяговооруженности, создаваемой другими, например ионными, системами). Считается пока бесспорным, что фотонный двигатель общего типа, т. е. использующий как бортовые, так и внешние ресурсы, является практически единственным тяговым устройством, пригодным для межзвездных перелетов. Тем не менее весьма возможно, что, в то время когда такие перелеты станут практической необходимостью, появятся и другие типы тяговых систем.

Некоторые проблемы, возникающие при создании фотонного двигателя, могут изучаться уже сейчас. Главные из них: создание источников фотонов и фокусирующего устройства. Очень важно также учитывать релятивистские эффекты как при расчете процессов в двигателе, так и при исследовании механики полета аппарата в целом. Однако последний вопрос в нашу задачу не входит, поскольку он является наиболее изученным и именно ему посвящена обширная литература по «фотонным двигателям» [302, 303]. Некоторые авторы [304], ссылаясь на теорию относительности, полагают, что за 27 лет собственного (или ракетного) времени можно достигнуть туманности Андромеды, но вместе с тем почему-то в качестве основного препятствия приводят соображение о недопустимо высоких отношениях начального веса ракеты к конечному (число Циолковского), забывая, вероятно, о возможности (и необходимости) запасаения на борту только антивещества и об использовании обычного вещества извне по принципу прямоточного двигателя. В этом смысле весьма поучительна оптимистическая работа Е. Зенгера [305], в которой, кстати сказать, наряду с проблемами релятивистской механики полета подробно рассмотрены процессы релятивистского забора и выброса (истечения) массы. В последнее время появился довольно подробный вывод уравнения релятивистского движения точки

переменной массы [306], хотя основные решения этого уравнения, например релятивистский аналог уравнения Циолковского, существовали и ранее [307].

Наконец, необходимо предостеречь от неправильного понимания термина «фотонная ракета», под которым понимается аппарат, приводимый в движение фотонным двигателем, но не любой летательный аппарат, движущийся с релятивистской скоростью. В настоящее время такие скорости актуальны, хотя достичь их обычными методами будет весьма трудно [308].

*Источники фотонов* — основной элемент фотонного двигателя. В качестве источника могут быть использованы нагретая твердая поверхность, изотопы, реактор деления, тяжелая плазма и, наконец, реакция аннигиляции вещества и антивещества.

а) Твердая нагретая поверхность (например, холодильник-излучатель) развивает тягу

$$R_{н. п} = \frac{N_1 - N_2}{c}.$$

Здесь  $N_{1,2}$  — мощность световой энергии, излучаемой с обеих сторон нагретой пластиной. Эта мощность определяется по формуле

$$N_i = e\sigma S (T_{н. п}^4 - T_0^4),$$

где  $e$  — степень черноты излучающей поверхности;  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана;  $S$  — площадь излучающей поверхности;  $T_{н. п}$  — температура излучающей нагретой поверхности;  $T_0$  — эффективная температура космического пространства, которая вдали от планет и Солнца может быть принята равной  $3,5^\circ \text{K}$ , а в остальных случаях находится по формуле

$$T_0 = \left( \frac{\omega_c}{4\pi} T_c^4 + \frac{\omega_{пл}}{4\pi} T_{пл}^4 \right)^{1/4},$$

где, в свою очередь,  $\omega_c$  — телесный угол, под которым видно Солнце относительно излучателя;  $\omega_{пл}$  — телесный угол, под которым видна планета;  $T_c = 5785^\circ \text{K}$  — эффективная температура поверхности Солнца;  $T_{пл}$  — эффективная температура поверхности планеты.

Трудность технического воплощения твердых излучателей плоского типа состоит прежде всего в невозможности хорошей изоляции нагретой стороны от холодной, в большой испаряемости нагретой поверхности, в ее плохой несущей способности как конструктивного элемента. Поэтому более рационально применять плоские прожекторы с раскаленными трубчатыми излучателями (прожекторы с цилиндрическими зеркалами). В этом случае при расчете тяги берется полная поверхность излучателя и умножается на коэффициент направленности зеркала, который к тому же значительно выше коэффициента направленности плоской пластины.

б) Радиоактивные изотопы могут двояко использоваться при генерации фотонов — в качестве источников тепла для нагрева излучающих элементов и в качестве непосредственных генераторов  $\gamma$ -квантов. Последний способ, по-видимому, неприменим, поскольку жесткое  $\gamma$ -излучение сфокусировать почти невозможно, если, конечно, не иметь в виду  $\gamma$ -лазеры, о которых говорилось выше. Плоские излучатели необходимо делать весьма тяжелыми (со свинцовыми или урановыми подкладками), чтобы излучение было односторонним.

Есть, правда, надежда, что в будущем удастся создать твердые кристаллы для лазеров, которые можно «закачивать»  $\gamma$ -излучением, а не энергией светового излучения, как в настоящее время. Вместе с тем необходимо, чтобы к. п. д. такого переизлучения был довольно высок, а главное, чтобы длина волны выходящего из лазера света обеспечивала возможность его хорошей фокусировки обычными металлическими зеркалами.

Эффективность радиоактивных нагревателей невелика. Например, чистый изотоп  $\text{Po}^{210}$ , заключенный в вольфрамовую трубку, диаметром 1,7 см, может поддерживать ее температуру на уровне  $3300^\circ \text{K}$ , развивая при этом удельную тягу  $R_{\text{уд}} = 3 \cdot 10^7 \text{ сек}$  [172].

в) Реакторы деления могут не только служить для получения тепловой или электрической энергии, которую затем можно превратить в излучение, но и непосредственно сами являются мощными источниками  $\gamma$ -квантов довольно широкого спектра. Предполагается, что реактор с тепловой мощностью 100 тыс. *квт* способен развить тягу  $6,6 \cdot 10^{-3} \text{ н}$ , т. е. мощность мононаправленного  $\gamma$ -излучения составляет 2000 *квт*. При этом он имеет удельную массу по отношению к реактивной мощности 1 *кг/квт* (отметим, что плоские излучатели при  $1000^\circ \text{K}$  имеют удельную массу 4 *кг/квт*, а параболические излучатели при температуре источника  $6000^\circ \text{K}$  — около 2 *кг/квт* [172]). Тем не менее, как и в случае с изотопами, выгоднее использовать реактор более полно, применяя для этого квантовые переизлучатели. При этом конструкция активной зоны реактора должна быть такой, чтобы большинство энергии приходилось на  $\gamma$ -излучение. Как известно, мощность реактора распределена между отдельными эффектами следующим образом [309] (в процентах):

Кинетическая энергия осколков деления . . . . .	84
Энергия $\gamma$ -квантов деления . . . . .	2,59
Кинетическая энергия нейтронов . . . . .	2,59
Энергия $\gamma$ -излучения продуктов деления . . . . .	3,1
Энергия $\beta$ -излучения продуктов деления . . . . .	2,59
Энергия $\gamma$ -излучения, сопровождающего захват нейтронов	5,13

Поэтому в идеальном случае можно использовать для излучения не 2% вырабатываемой реактором энергии, как было рассмотрено выше, а 11%. В реальном случае необходимо учитывать потерю нейтронов из реактора и ослабление потока  $\gamma$ -квантов активной зоной. Однако этими эффектами можно практически пренебречь,



а точнее — довести лучевой к. п. д. реактора до 10%, если использовать тепловой реактор с большим относительным объемом замедлителя и с тонкой гадолиниевой оболочкой поверх отражателя, которая переведет в  $\gamma$ -излучение энергию выходящих нейтронов (рис. 3.86). Предполагается, что коротковолновое  $\gamma$ -излучение с помощью лазера удастся превратить в длинноволновое и в дальнейшем фокусировать его с помощью обычных металлических зеркал. Если вес лазера и зеркала не будет превышать веса защиты рассмотренного выше реактора-излучателя, то удельная масса такого излучателя по отношению к реактивной мощности составит 0,2 кг/квт.

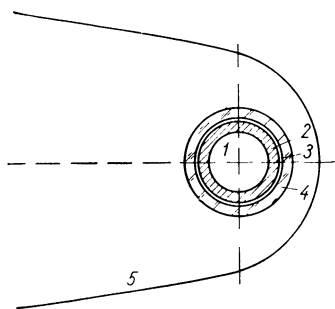


Рис. 3.86. Схема устройства реактора-излучателя:

1 — активная зона; 2 — бериллиевый отражатель; 3 — гадолиниевая нейтронная защита; 4 — перезлучатель (гамма-лазер); 5 — отражатель.

г) Высокотемпературная плазма, в которой происходит реакция деления или синтеза, более выгодна как излучатель, чем твердый реактор, поскольку используется большая часть энергии осколков деления, высвечиваемая в виде световых квантов, хотя при этом высокоэнергетические жесткие  $\gamma$ -кванты теряются бесполезно. Принципиальные технические предпосылки для осуществления такого источника излучения имеются уже сейчас. Предложен он

был на IX конгрессе Международной астронавтической федерации (Амстердам, 1958 г.) [310] и в настоящее время довольно подробно исследован [301]. На рис. 3.87 и 3.88 даны зависимости удельной излучаемой энергии и давления излучения от температуры плазменного слоя при различной толщине его и давлении в водородной и тяжелой урановой плазмах. Для сравнения там же приведены характеристики черного излучателя. Как видно из рисунков, тяжелая плазма обладает лучшими излучательными свойствами, однако легкая высвечивает больше энергии на единицу своего веса. Легкая плазма может быть получена за счет реакции ядерного синтеза. В связи с этим большой интерес представляет проблема получения термоядерных реакций в присутствии тяжелых ионов, так как свойства плазмы в этом случае будут приближаться к свойствам черного излучателя.

Если в будущем окажется возможным осуществлять управляемую реакцию синтеза в водородной (а не в дейтериевой) плазме, то откроется практически неиссякаемый источник энергии, которую можно будет получать из внешней среды [101].

Итак, с осуществлением термоядерных реакций проблема источника энергии мощностью в несколько миллионов киловатт будет, очевидно, решена. Что же касается других важных проблем — создания излучателя и зеркала, то существует предложе-

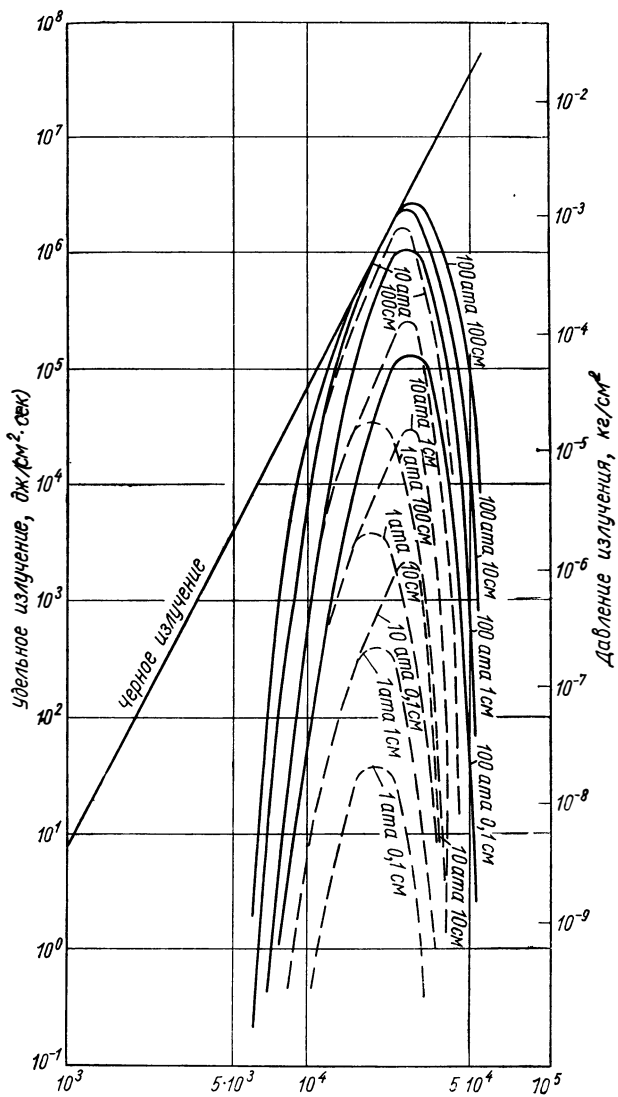


Рис. 3.87. Зависимость излучательной способности и давления излучения водородной плазмы от ее температуры при различных давлениях и толщинах слоя.

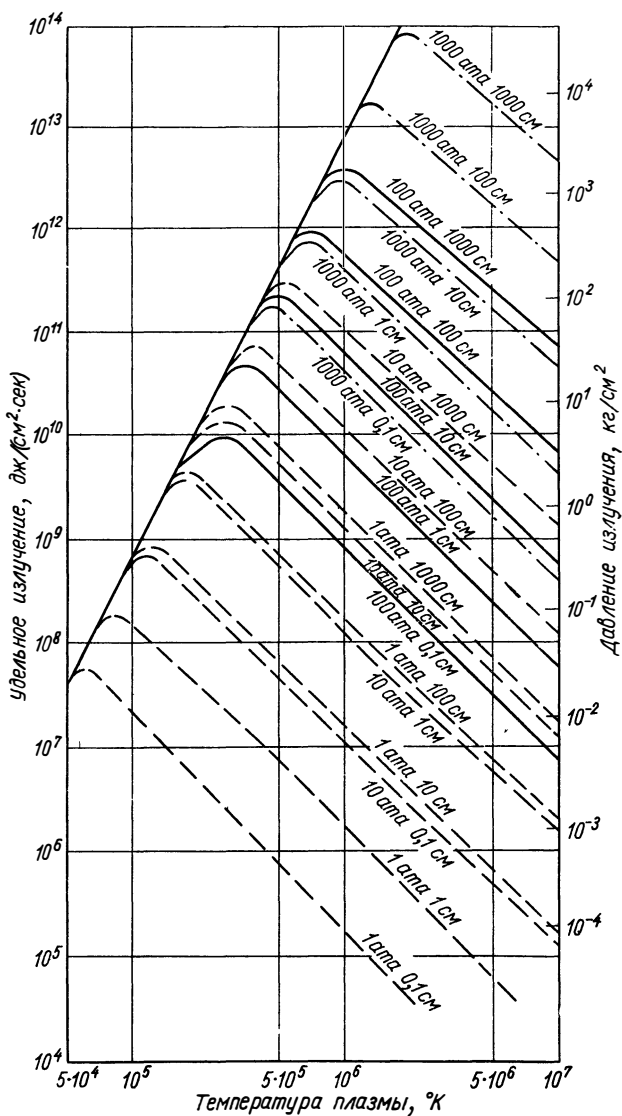


Рис. 3.88. Зависимость излучательной способности и давления излучения урановой плазмы от ее температуры при различных давлениях и толщинах слоя.

ние [311], которое намечает решение и этих вопросов. Речь идет о плазменном усилителе света (плазменном лазере), дающем тягу

$$R_{\Phi} = \frac{\alpha M_y}{A\lambda (\tau + \tau')},$$

где  $\alpha$  — доля атомов плазмы, участвующих в течение интервала времени  $\tau$  в усилении;  $M_y$  — масса всей усиливающей среды;  $A$  — атомный вес элемента, образующего плазму;  $\lambda$  — длина волны усиливаемого излучения;  $\tau'$  — время подготовки плазмы к импульсу излучения.

В работе [311] показано, что для приемлемых величин входящих в эту формулу параметров тяга может достигать десятков тонн.

д) Реакция аннигиляции вещества и антивещества считается энергетической основой фотонных двигателей. Здесь необходимо сделать одну существенную оговорку: если речь идет о полетах внутри Солнечной системы и на небольших расстояниях за ее пределами, то скорость летательного аппарата может не превышать  $0,1-0,2 c$  (эту скорость целесообразно получать с помощью прямого термоядерного двигателя), но если рассматривать межзвездные, а тем более межгалактические перелеты, то здесь необходимы околосветовые скорости движения аппарата. А эти скорости действительно могут быть получены только с помощью реакции аннигиляции, поскольку из релятивистского аналога формулы Циолковского [302]

$$\left(\frac{M_H}{M_K}\right)^{v_a/c} = \sqrt{\frac{1+v/c}{1-v/c}},$$

где  $v_a$  — скорость истечения;  $v$  — скорость летательного аппарата;  $M_H/M_K$  — число Циолковского (отношение начальной массы ракеты при  $v = 0$  к конечной массе при  $v = 0,9 c$ ), следует, что при химических реакциях ( $H_2 + F_2$ ) имеем  $M_H/M_K = 10^{105}$ . Это исключает рассмотрение практической применимости таких реакций. При термоядерной реакции с водородом  $M_H/M_K = 10^5$ , что также неприемлемо, а при реакции аннигиляции ( $v_a = c$ ) имеем  $M_H/M_K = 4,35$ , т. е. полезный груз, получивший скорость  $v = 0,9 c$ , составляет 23% начального или стартового веса аппарата.

В этих расчетах величина  $v_a/c$  определялась по формуле [305]

$$\frac{v_a}{c} = \sqrt{2\varepsilon\eta - \varepsilon^2\eta^2},$$

где  $\varepsilon$  — отношение выделенной энергии к энергетическому эквиваленту массы покоя, оставшейся после реакции;  $\eta$  — к. п. д. преобразования потенциальной энергии топлива в энергию реактивной струи (принимая  $\eta = 1$ ). Величина  $\varepsilon$  для различных

тяговых систем приведена ниже:

Химические двигатели . . . . .	$5 \cdot 10^{-11} - 3 \cdot 10^{-10}$
Плазменные двигатели с ЯЭУ . . .	$5 \cdot 10^{-10} - 5 \cdot 10^{-9}$
Ионные двигатели с ЯЭУ . . . . .	$5 \cdot 10^{-9} - 5 \cdot 10^{-8}$
Ядерные реакции деления . . . . .	$5 \cdot 10^{-4} - 10^{-3}$
Ядерные реакции синтеза . . . . .	$4 \cdot 10^{-3} - 6 \cdot 10^{-3}$
Реакции аннигиляции . . . . .	0,5—1,0

Итак, требуется определить возможность получения электромагнитных излучений непосредственно в результате аннигиляции вещества и антивещества. Среди возможных реакций этого типа:

$$(e + \bar{e}); (p + \bar{p}); (n + \bar{n})$$

предпочтение отдается реакции между протоном и антипротоном ( $p + \bar{p}$ ), поскольку она дает максимальный энергетический выход с единицы массы антивещества, а также и потому, что обычное вещество для этой реакции можно получить непосредственно из космоса. Есть и другие соображения, например отмеченная недавно [312] пространственная асимметрия  $\gamma$ -излучения при аннигиляции, которая в случае реакции ( $p + \bar{p}$ ) дает лучшую направленность и, следовательно, меньшие потери из-за непараллельности выходящего излучения, нежели у реакции ( $e + \bar{e}$ ).

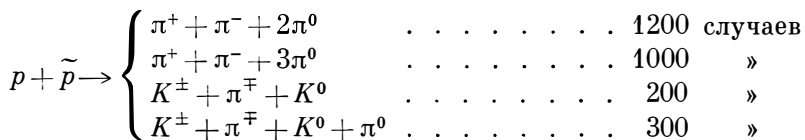
Практически же очень трудно осуществить чистую реакцию какого-либо одного типа [313]. Например, реакция ( $p + \bar{p}$ ) проходит в несколько фаз с появлением  $\lambda$ - и  $\mu$ -мезонов и электронно-позитронного газа, причем выходящее в результате этих последовательных аннигиляций  $\gamma$ -излучение снова может превращаться в пары ( $e + \bar{e}$ ) и в общем случае — в более интенсивные кванты с меньшим общим потоком [314], а это может привести к бесполезным потерям энергии.

Наиболее целесообразно было бы осуществить реакцию аннигиляции не между элементарными частицами, хранить которые на борту летательного аппарата весьма затруднительно и в настоящее время практически невозможно, а между веществом и антивеществом в твердой, жидкой или газообразной фазе, причем сохранять твердое антивещество на борту, по-видимому, будет проще всего. К сожалению, в настоящее время пока еще нет никаких рекомендаций по методам осуществления таких реакций.

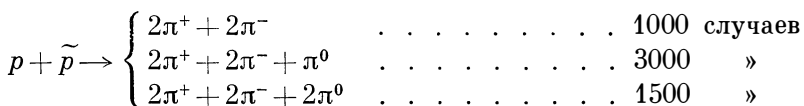
Что же касается реакций ( $p + \bar{p}$ ), то по ним существуют как теоретические, так и экспериментальные исследования. Обзор физической стороны процесса хорошо изложен в работе [312].

Как известно, реакции аннигиляции на фотоэмульсиях или в пузырьковых камерах можно узнать по характерным для них «звездам». Лучи звезд — это следы возникших в результате реакции аннигиляции заряженных частиц. Наряду с заряженными возникают и нейтральные частицы, которые следов не оставляют. Полное количество возникших барионов (тяжелых частиц) называется множественностью рождения при аннигиляции.

В качестве примера можно указать на эксперименты Солмитца [315], согласно которым аннигиляционные двухлучевые звезды могут быть объяснены следующими реакциями:



а четырехлучевые — реакциями:



Можно предполагать в связи с этим, что на один  $K$ -мезон рождается 700  $\pi$ -мезонов.

Эти результаты были получены при высоких скоростях взаимодействия (до 1,6  $G\bar{e}v$ ). Для этих скоростей характерны реакции множественного рождения, однако примерно одна треть взаимодействий ( $p - \bar{p}$ ) приводит к возникновению чистого фотонного излучения. Очень важно при этом, что доля такой чистой аннигиляции с увеличением энергии взаимодействующих частиц увеличивается, а при аннигиляции покоящихся (тепловых) частиц отсутствует почти совсем [316]:

*Реакции покоящихся  $p$  и  $\bar{p}$*

	<i>Теория</i>	<i>Эксперимент</i>
Два луча . . . . .	43,15%	40%
Четыре луча . . . . .	51,5%	50%
Шесть лучей . . . . .	2,1%	4,4%
Среднее число лучей . . . . .	3,1	3,06 ± 0,08
Среднее число нейтральных частиц . . . . .	1,55	1,6 ± 0,5
Средняя множественность . . . . .	4,65	4,66 ± 0,5
Среднее число $K$ -пар . . . . .	0,05	0,04
Средняя кинетическая энергия заряженных частиц, $M\bar{e}v$ . . . . .	399	390 ± 20
Средняя кинетическая энергия событий, $M\bar{e}v$ :		
с двумя лучами . . . . .	472	424
с четырьмя лучами . . . . .	372	378
с шестью лучами . . . . .	310	310

Двух- и четырехлучевые реакции характеризуются высокими значениями числа  $\epsilon$  (соответственно 0,758 и 0,572), что может дать скорости струи  $v_a = 0,95c$  и  $0,945c$ , поскольку масса  $\pi^\pm$ -мезонов равна  $273 m_e$ , масса  $\pi^0$ -мезона  $256 m_e$ , а масса  $p$ - или  $\bar{p}$ -частицы  $1836 m_e$  ( $m_e$  — масса электрона).

Распад  $\pi$ -мезонов на заряженные  $\mu$ -мезоны ( $\epsilon = 0,23$ ) даст дополнительно  $\Delta v_a = 0,64c$  или в общей сложности  $v_a = 0,995c$ .

Дальнейшее увеличение скорости выходящей струи будет происходить за счет распада  $\mu$ -мезонов на электронно-позитронные пары и аннигиляции последних.

Как уже говорилось выше, действительная реакция аннигиляции больших объемов частиц и античастиц значительно сложнее, поскольку будут взаимодействовать (упруго и неупруго) нуклоны, различные мезоны, фотоны и электромагнитное фокусирующее поле двигателя. Особенно важно проследить процессы образования и время жизни нейтральных мезоатомов и мезоантиатомов, позитрония, мезопозитрония и т. д., которые не смогут фокусироваться электромагнитным полем.

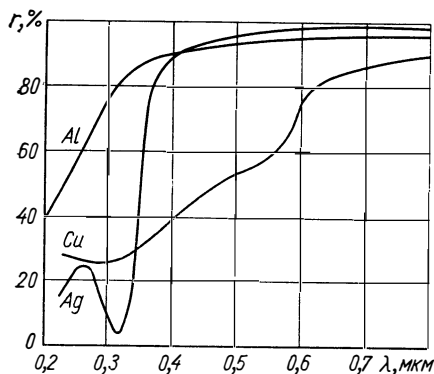


Рис. 3.89. Зависимость отражательной способности некоторых материалов от длины волны падающего излучения.

Фокусировка истекающей струи квантов фотонного двигателя сопряжена с принципиальными трудностями, так как хорошо можно фокусировать только длинноволновое или световое излучение (рис. 3.89). Как видно из рисунка, уже ультрафиолетовые лучи ( $\lambda < 0,35 \text{ мкм}$ ) от металлических поверхностей

отражаются плохо. Тем более это можно сказать о коротковолновом ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах, характерных для высокотемпературных тяжелых плазм. Например, урановая плазма при  $150\,000^\circ \text{ К}$  излучает в диапазоне длин волн  $\lambda = 10^{-4} - 10^{-7} \text{ см}$ . Чтобы отражательная способность равнялась 99,999%, плотность электронного газа в зеркале должна составлять  $10^{27} \text{ электрон/см}^3$  [317]. Такая большая величина  $n$  (она значительно выше, чем у серебряного зеркала в инфракрасном диапазоне) необходима потому, что фотоны, создающие давление на поверхности зеркала  $1,3 \text{ кГ/см}^2$ , одновременно сообщают ей тепловой поток, равный  $10^6 \text{ ккал/(сек} \cdot \text{см}^2)$  [318], а тепловые потоки, которые можно снять искусственным охлаждением, — примерно в  $10^6$  раз меньше [128].

Концентрация электронов  $10^{27} \text{ электрон/см}^3$  может быть получена только в детонационной плазме ядерного взрыва (в металлах имеем обычно лишь  $10^{22} - 10^{23} \text{ электрон/см}^3$ ).

Отражательные свойства любых веществ зависят от двух факторов: характеристической частоты среды

$$v^2 = 4\pi n q_e^2 / m_e \text{ сек}^{-1},$$

где  $n$  — число электронов в  $1 \text{ см}^3$ ;  $q_e$  — заряд электрона;  $m_e$  — масса электрона (вместо электронов могут использоваться другие

осцилляторы) и коэффициента затухания

$$\delta = nq_e^2/m_e\sigma \text{ сек}^{-1},$$

где  $\sigma$  — электропроводность материала отражателя [317].

Иначе говоря, отражательная способность зависит от плотности электронов и электропроводности.

В работах [317] и [319] делается вывод о невозможности создания нужной концентрации электронов ни в электростатически нейтральных плазмах, ни в твердых телах, ни в чистом электронном газе (в последнем из-за высокой требуемой плотности зарядов  $1,6 \cdot 10^8 \text{ кл/см}^3$ ). Интересно, однако, отметить, что плотный электронно-позитронный газ будет, по-видимому, хорошим отражателем.

Можно было бы несколько увеличить плотность электронов на выпуклых твердых металлических поверхностях в результате их электростатической зарядки, однако фототок с этих поверхностей приведет к совершенно неприемлемым энергетическим затратам на зарядку.

Возможное решение проблемы зеркала в будущем — глубокое охлаждение металлов, что при неизменной объемной концентрации электронов значительно увеличит их проводимость.

Интересная особенность фотонного излучения высокой энергетической интенсивности — возможность его течения аналогично обычному гидродинамическому [320] в сопле Лавала. Если, например, температура тяжелой плазмы внутри камеры двигателя (плазма не истекает, а удерживается внутри) составляет  $10^6 \text{ }^\circ\text{K}$ , а критическое и выходное сечения равны соответственно 1 и  $100 \text{ см}^2$ , то реактивная тяга такого двигателя составит 40 000 н, массовый расход будет равен  $0,13 \text{ мг/сек}$  при давлении фотонного газа в камере  $2,9 \text{ кл/см}^2$  [320]. Как и в случае с зеркалом, проблема защиты стенок здесь не решена.

Несмотря на то что проблема зеркала кажется такой сложной, она может быть, по-видимому, успешно решена принципиально другим путем: с помощью электронного дискообразного зеркала (рис. 3.90) плотностью  $10^6$ — $10^9 \text{ электрон/см}^3$ , но очень большой площади ( $10^6$ — $10^{10} \text{ м}^2$ ). Как уже отмечалось раньше, такое дискообразное состоящее из электронного газа зеркало может удерживаться магнитным и электростатическим полем витка с током. Проблема расчета равновесия электронного диска очень сложна, однако существуют методы [321, 322], которые могут быть использованы для ее решения.

Создать магнитное поле заданного типа для фокусировки пучков взаимодействующих частиц в реальном двигателе с внешним электронным диском довольно сложно. В частности, для рассматриваемой задачи в общем виде ее решения потребуется не только несколько осесимметричных витков с током, но и магнитопровод [323]. Поскольку магнитопровод в рассматриваемой системе создать необычайно трудно, потери из-за недостаточной фокусировки неизбежны.



Частицы обычного вещества в зону реакции (рис. 3.91) подаются извне, причем за счет фокусирующего действия магнитного поля

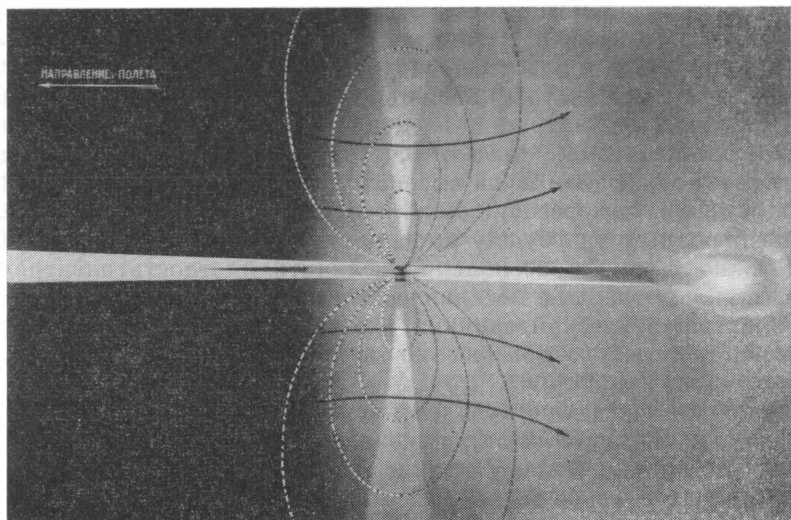


Рис. 3.90. Схема работы прямоточного фотонного двигателя с электронным зеркалом.

их объемная плотность значительно выше, чем в окружающей среде. Антивещество и, возможно, некоторая доля вещества в зону

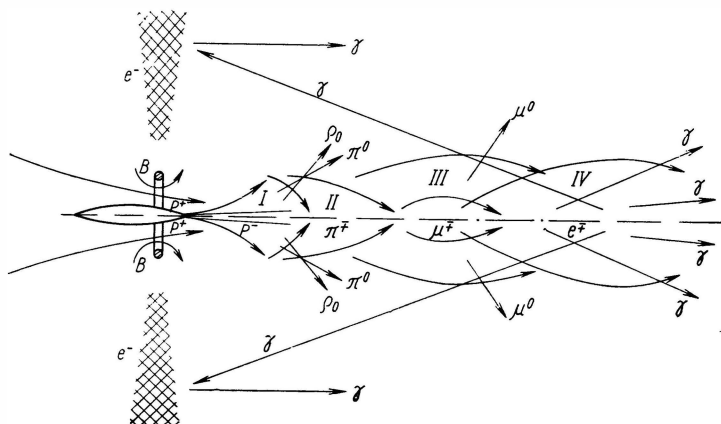


Рис. 3.91. Схема аннигиляционных процессов в струе фотонного двигателя.

реакции подаются непосредственно из бортового аккумулятора. В силу того что нейтральные частицы не фокусируются, лучше всего, по-видимому, применять антиводород.

Начальная зона аннигиляции *I* (см. рис. 3.91) характерна образованием устойчивых электрон-позитронных и протон-антипротонных пар. Эти пары по отношению к внешнему электростатическому и магнитному полям ведут себя как нейтральные в целом частицы, поэтому фокусировка пучка нарушается. Это, однако, не очень существенно, так как время жизни подобных пар невелико (для  $[p - \bar{p}]$  равно  $10^{-70}$  сек [312]), хотя точные расчеты обязательно должны учитывать релятивистское увеличение этого времени.

Фотоны и  $\pi$ -мезоны образуются на участке *II*. При этом могут образоваться нейтральные  $\pi^0$ -мезоны, а по некоторым предположениям, и нейтральные тяжелые  $\rho^0$ -мезоны (их времена жизни соответственно  $10^{-15}$  и  $10^{-10}$  сек [315]), что может привести к расфокусировке реактивной струи. Время жизни  $\pi^\pm$ -мезонов на два порядка больше ( $2,6 \cdot 10^{-8}$  сек), поэтому можно предположить, что потери из-за расфокусировки будут незначительными.

В зоне *III*  $\pi$ -мезоны распадаются по схемам:

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma; \quad \pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-;$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu;$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu},$$

образуя на короткое время нейтральные фрагменты — мюоний и позитроний. Но энергетическая доля аннигиляции этих фрагментов очень мала.

В зоне *IV* происходит распад  $\mu$ -мезонов ( $2,2 \cdot 10^{-6}$  сек) по схемам:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu};$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu},$$

и, наконец, процесс заканчивается аннигиляцией лептонов

$$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma,$$

которая происходит в зоне *V*. Отметим, что осуществление реакций, которые происходят в зонах *IV* и *V*, практически невыполнимо в твердых стенках, так как расстояние, проходимое  $\mu$ -мезонами, равно нескольким километрам:

$$L = v_a \tau \frac{1}{\sqrt{1 - v_a^2/c^2}}.$$

Как было отмечено выше, процесс аннигиляции может сопровождаться выходом незначительного количества  $K$ -мезонов, нейтронов и антинейтронов, однако доля энергии, уносимой ими, по-видимому, невелика.

Электронный диск, выполняя функцию зеркала, может превратить в тягу (конечно, с определенными потерями) импульсы отражающихся от него фотонов. Фотоны, вылетевшие при различных распадах по ходу движения реактивной квантовой струи [324],

вклада в тягу двигателя могут не дать, так как никакой связи с кораблем (если не считать слабого гравитационного взаимодействия) они не имеют [325]. То же самое можно сказать и о нейтринно — антинейтринно. Существует, правда, предположение о том, что аннигиляция в магнитном поле может привести к тому, что это поле воспримет импульс отдачи [302], но пока неизвестно, как это можно проверить экспериментально.

Все замечания, сделанные в этом параграфе, дают основание надеяться на применение в будущем фотонных двигателей, использующих внешние ресурсы, а именно содержащиеся в космическом пространстве протоны (водород). При этом весьма существенно, что для предварительного разгона аппарата такой схемы можно, вероятно, надеяться на принципиальную осуществимость термоядерного прямого двигателя с внешней активной зоной (см. рис. 3.90), причем предварительный нагрев плазмы можно осуществить мощным излучением бортовых лазеров [326]. Естественно, что такой термоядерный двигатель мог бы иметь и самостоятельное значение.

### **§ 3.5. Проблемы использования гравитации для тяговой энергетики**

Весьма вероятно, что дальнейший прогресс в области космических тяговых систем выразится не в увеличении мощности их энерговыделения, а, наоборот, в ее резком уменьшении.

Практическая сторона этого вопроса в настоящее время состоит прежде всего в использовании сил гравитационного притяжения для ориентации [327] и космической навигации [328] летательных аппаратов, а также в правильном учете этих сил при расчете траекторий [329]. Заметим, что гравитационным полем обладают не только инертные массы, но и другие поля, например магнитное [330].

Обычное гравитационное поле, определяемое хорошо известной ньютоновской теорией, не является, по-видимому, чрезвычайно большим препятствием, так как на его преодоление при выводе на орбиту, например, искусственных спутников затрачивается от 15 до 30% суммарной энергии двигательной установки. Однако эта энергия не теряется впустую, а присутствует у спутника в потенциальной форме, и ее можно в принципе использовать при спуске на поверхность планеты, например для накопления внешней массы (см. § 3.1). Если речь идет о межпланетных перелетах, то в этом случае гравитационные потери при старте с орбиты Земли почти полностью компенсируются гравитационным притяжением при полете к другой планете, причем это притяжение опять-таки можно использовать во время посадки.

Если бы даже принцип эквивалентности инертной и тяжелой масс не соблюдался и тяжелую массу можно было бы уменьшить или уничтожить без изменения инертной массы, то затраты энер-

гии на полет между планетами в заданное короткое (1—2 месяца) время практически оставались бы теми же. При неограниченно большом времени полета затраты энергии стремились бы к нулю, что, конечно, имело бы большое значение при решении ряда задач.

Уменьшение энергетических затрат объясняется очень просто: основная доля энергии тяговой системы используется для сообщения массе полезного груза определенной скорости полета  $v$  или кинетической энергии

$$E_k = \frac{Mv^2}{2}.$$

Уменьшая  $v$  практически до нуля, т. е. увеличивая до бесконечности время полета, мы тем самым сведем почти к нулю затрачиваемую на полет энергию. Двигатель малой тяги в этом случае можно было бы применить для старта непосредственно с поверхности Земли, что также дало бы известные преимущества. Можно надеяться и на уничтожение инертной массы, однако нельзя, по-видимому, считать, что это удастся осуществить без затрат каких-то эквивалентных количеств энергии. Есть мнение, что гравитационное поле само по себе может переносить энергию, причем распространяется оно на значительно большие расстояния, чем все другие виды полей.

Рассмотрим некоторые проблемы, связанные с изучением гравитации, с точки зрения новых возможностей в создании тяговых систем космических летательных аппаратов.

**Искусственные гравитационные экраны** для практических целей использоваться, по-видимому, не будут — так ничтожно экранирование даже очень плотными материалами. Известны опыты Майорана [331], в которых якобы был обнаружен эффект экранирования тел ртутными экранами, свидетельствующие об уменьшении тяжелой массы (уменьшение  $g$ ) всего на  $7,7 \cdot 10^{-10}$  часть своей первоначальной величины. Если при этом остается в силе принцип эквивалентности, то должна уменьшиться и инертная масса, а это уже соответствует как бы выделению гравитационной энергии, которая равна  $\Delta mc^2$ , где  $\Delta m$  — дефект массы в результате экранирования;  $c$  — скорость света.

Существуют и другие, более тщательные экспериментальные проверки этого явления, причем некоторые из них выполнены в последнее время [332]. Результаты самые противоположные. Несомненно одно — вопрос экранирования требует постановки очень качественных и, возможно, довольно сложных и дорогих экспериментов [333].

Если окажется, что такое экранирование все же имеет место, то в будущем возникнет, по-видимому, возможность перемещений с очень большими скоростями, но при малом расходе энергии.

В настоящее время гравитация при изучении взаимодействия элементарных частиц не учитывается, однако ее правильный учет,

например при объяснении причин уменьшения массы возбужденных гиперфрагментов, может потребовать привлечения механизма экранирования.

**Гравитационные трансмутации** пока что гипотеза [334], однако экспериментальное подтверждение этого явления (переход пар частица — античастица в гравитоны и обратно) может сыграть основную роль в создании гравитонных двигателей. Вероятность образования гравитонов в обычных условиях даже при аннигиляции электрона и позитрона очень мала [335], поэтому основная задача будет состоять в определении таких физических условий, при которых продукты аннигиляции будут содержать не только фотоны, но и большое количество гравитонов.

Согласно гипотезе о трансмутациях возможен и обратный процесс, т. е. гравитоны могут переходить в фотоны, нейтрино и обычные пары частиц — античастиц. Поэтому возможен в принципе и другой тип антигравитационного двигателя, который захватывает налетающие на него с какой-либо стороны гравитоны и преобразует их в сферически-симметричное фотонное излучение.

Можно предположить также, что летательный аппарат, снабженный подобной тяговой установкой, будет развивать очень большие ускорения и приобретать скорости, близкие к световой за доли секунды. При этом экипаж не будет ощущать никакого силового воздействия (перегрузки), так как гравитационное излучение действует на все части человеческого тела, равно как и на все части аппарата, одинаково, т. е. сила тяги приложена не к поверхности, а ко всему объему.

**Скорость распространения гравитации** пока также не установлена, хотя в рамках общей теории относительности она не должна превышать скорости света. В связи с этим обсуждается методика постановки соответствующих экспериментов [336, 337]. Если окажется, что гравитоны (или гравитационные взаимодействия) распространяются со скоростью, превышающей световую, а на это указывают некоторые астрономические эффекты, замеченные Лапласом и Пуанкаре [331], то возможности для полетов человека в далекие миры будут практически неисчерпаемыми. В частности, Лаплас считал, что скорость распространения гравитации должна быть больше световой не менее чем на 7—8 порядков, а по мнению Пуанкаре, — на 18 порядков.

Современным летательным аппаратам приходится преодолевать так называемые звуковой и тепловой барьеры, но пока не известно, что ждет их за барьером световым. Во всяком случае, наши физические представления хотя и не отвергают такую возможность, но не помогут, наверное, даже в общих чертах представить все возникающие при этом трудности.

**Энергия гравитационного поля** может быть использована для эффективной передачи информации на сверхдальние расстояния [338], но для нас основная проблема состоит в применении этой энергии для перемещения летательных аппаратов.

Уже отмечалось, что энергия статического гравитационного поля планет играет большую роль в космических полетах, в частности для удержания на орбите искусственных спутников, при гравитационном захвате летательного аппарата полем планеты и т. д.

Статическая гравитационная энергия довольно велика и сосредоточена около массивных тел. Сила гравитационного взаимодействия с расстоянием убывает меньше, чем все другие полевые взаимодействия.

Большой интерес представляет вопрос, могут ли существовать волны гравитации (наподобие электромагнитных волн, которые не связаны с телом и переносят энергию) и какова переносимая ими энергия. Иногда гравитационные волны считают квантами излучения, именуемыми гравитонами. В этом случае ставится вопрос о реальности существования гравитонов, а следовательно, о возможности создания гравитационного двигателя, подобного фотонному, или какого-либо иного двигателя, использующего гравитационную энергию, переданную на большие расстояния.

В. А. Фок оценил возможную энергию гравитационных волн [339] в рамках общей теории относительности. Если эта теория верна (в чем уже начали сомневаться [340, 341]), то интересующая нас энергия очень мала. Солнце, например, затрачивает на притяжение планеты Юпитер всего 450 *вт* гравитационной энергии, при полном электромагнитном излучении в  $10^{24}$  раз больше. Отсюда напрашивается вывод, что энергию гравитационных волн в практических расчетах движения планет можно не учитывать.

**Принцип эквивалентности** пока что не поколеблен никакими даже очень точными опытами [342], однако до сих пор вопрос о тяжелой и инертной массе антивещества решенным считать нельзя.

Предполагается, в частности, что антивещество может иметь положительную инертную массу и отрицательную тяжелую. В таком случае два изолированных тела, одно из которых состоит из антивещества, смогли бы перемещаться в пространстве без видимого приложения внешней силы [343]. С другой стороны, гравитационное отталкивание антивещества давало бы полезный эффект при старте летательного аппарата с фотонным двигателем с поверхности планеты. Запасенная на борту такого аппарата масса антивещества может быть равна или даже превышать его обычную массу. Это привело бы к тому, что на аппарат стала бы действовать не обычная сила притяжения, а сила отталкивания, которую можно использовать для его подъема перед запуском фотонного двигателя.

Поскольку в настоящее время антивещество можно получить только в виде элементарных частиц (антипротонов или *K*-мезонов), предполагается продолжать экспериментальную проверку принципа эквивалентности именно с этими частицами [334, 344]. Необходимо отметить, что предварительные эксперименты, проведенные

по программе, изложенной в работе [334], положительного результата не дали, т. е. не подтвердили наличия у антивещества отрицательной тяжелой массы. Однако эти эксперименты будут, очевидно, продолжены.

Наряду с проблемами изучения физической природы гравитационного поля и использования антигравитации существуют, вероятно, другие, еще не известные типы силовых взаимодействий.

Предположений на этот счет довольно много. К ним, по-видимому, можно отнести работы Н. А. Козырева [345], предполагаемые новые открытия в биологии, и в частности выяснение природы биологической радиосвязи [346] и так называемого психокинезиса [347]. Уже сейчас установлено, что в процессах жизнедеятельности большое значение имеют электромагнитные поля [348], но выяснено далеко не все.

Можно делать оптимистические предположения относительно того, что новые открытия позволят иметь более эффективные тяговые системы, чем фотонные, электромагнитные и даже гравитационные, но никаких конкретных прогнозов в этой области пока нет.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Demetriades S. T. J. Brit. Interplanet. Soc., 17, No. 5 (1959).
2. Aviat. Week., 79, No. 12, 61 (1963).
3. Missile Space Daily, 3, No. 18, 109A (1963).
4. Murray J. J., Kumar S. ARS J., 31, No. 10, 1443 (1961).
5. Flight, 74, No. 2602, 873 (1958).
6. Flight, 76, No. 2643, 10 (1959).
7. Lane R. J. J. Roy. Aeronaut. Soc., No. 618, 371 (1962).
8. Murray A. M. et al. Astronaut., 1, No. 11, 24 (1963).
9. Wood D. J., Asce A. M. Civil Engng, XI, 34, No. 11, 56 (1964).
10. Кондратьев К. Я. Метеорологические исследования с помощью ракет и спутников. Л., Гидрометеиздат, 1962.
11. Murgon C. E. Aircraft and Missiles, 3, No. 12, 47 (1960).
12. Листова Ю. П., Рудис М. А. «Изв. АН СССР. Отд. техн. н.», Механика и машиностроение, № 3, 119 (1963).
13. Шерч, Шиндхер. «Ракетная техника и космонавтика», № 4, 132 (1963).
14. Jones W. P. Engineering Materials and Des., No. 6, 404 (1962)
15. Высокочастотный сварочный автомат для сварки пластмассовой фольги. Werkstatt and Betrieb., 95, No. 1, 36 (1962).
16. Вайсфельд И. И. «Авиац. промышленность», № 8, 61 (1962).
17. Сорокина Л. В. «Металлизация фторопласта-4. В сб. «Обмен опытом в радиоэлектронной промышленности». Вып. 6. М., Изд-во Мин-ва, 1962.
18. IX<sup>th</sup> International Astronautical Congress. Amsterdam, 1958. Proceedings. Bd. II, Wien, Springer. Verlag (1959).
19. Aeroplane, 100, No 2591, 703 (1961).
20. Greenwood S. W. Aeroplane and Astronautics, No. 2506, 419 (1959).
21. Карафолли Е. Аэродинамика больших скоростей. М., Изд-во АН СССР, 1960.
22. Остославский И. В., Стражева И. В. Динамика полета. (Траектории летательных аппаратов.) М., Оборонгиз, 1963.

23. Lighthill M. Z. Quart. J. Mech. and Appl. Math., III, VI, 76 (1948).
24. Ward G. N. Aeronaut. Quart. II, V. I, 4, 305 (1950).
25. Fraenkel L. E., Portnoy H. Aeronaut. Quart., 6, 2, 114 (1955).
26. Portnoy H. Aeronaut. Quart., 10, 3—4, 283 (1959).
27. Visich M., Martellucci A. A. R. S. Journal, 29, No. 6, 47 (1959).
28. Факторы, влияющие на соотношение подъемная сила — лобовое сопротивление при числах  $M=5 \div 20$ . I. A. S. Paper, 62.
- 29a. Краснов Н. Ф. Аэродинамика тел вращения. М., Оборонгиз, 1958.
- 29b. Штейнбергер Р. И., Терехова В. А. Определение аэродинамических характеристик тел вращения при различных углах атаки и сверхзвуковых скоростях потока с помощью параметров подобия. Труды ЦАГИ. Вып. 884. М., 1963.
30. Interavia Air Letter, No. 4836, 5 (1961).
31. Эрик К. Космический полет. Т. 1. М., Физматгиз, 1963.
32. Aviat Week, 73, No. 7, 27 (1960).
33. Judge J. F. Missiles and Rockets, 10, No. 24, 26 (1962).
34. Суханов М. «Техн. молодежи», № 2, 16 (1964).
35. «Авиация и космонавтика», № 1, 93 (1964).
36. Missile Space Daily 10/VIII, 8, No. 28 183A (1964).
37. Гессоу А., Мейерс Г. Аэродинамика вертолета. М., Оборонгиз, 1954.
38. Пипко Д. «Неделя», № 34 (1960).
39. Федоров Г. Ф. Газовый эжектор и возможности его применения в реактивных двигателях. (Сб. работ военно-научного общества слушателей РКВИАВУ). Рига, 1955.
40. Weber H. E. Ejector-Nozzle Flow and Thrust. Trans. ASME, D 120 (1960).
41. Баррер М. и др. Ракетные двигатели. М., Оборонгиз, 1962.
42. Avery W. H., Dugger G. L. Astronautics and Aeronautics, 2, No. 6, 42—44 (1964);  
Hawkes R. Missiles and Rockets, 15, No. 7, 28 (1964);  
Missiles and Rockets, 14, No. 26, 16 (1964).
43. Gatland K. W. Astronautics and Aeronautics, 2, No. 7, 18 (1964).
44. Aviation Week, 79, No. 17, 64 (1963).
45. Dillaway R. B., Negro A. G. Preprint, Amer. Astronaut. Soc., Jan. 1 (1963).
46. Квасников А. В. В сб. «Рабочие процессы тепловых двигателей». М., Оборонгиз, 1962, стр. 5.
47. Морис Руа и др. Реактивные двигатели. М., Воениздат, 1962.
48. Бондарюк М. М., Ильяшенко С. М. Прямоточные воздушно-реактивные двигатели. М., Оборонгиз, 1958.
49. Михайлов А. И. и др. Рабочий процесс и расчет камер сгорания газотурбинных двигателей. М., Оборонгиз, 1959.
50. Раушенбах Б. В. и др. Физические основы рабочего процесса в камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей. М., «Машиностроение», 1964.
51. Вопросы зажигания и стабилизации пламени. Сб. статей. Под ред. С. А. Гольденберга. М., Изд-во иностр. лит., 1963.
52. Тетерин М. П. «Инженерный журнал», 4, 330 (1964).
53. Latvala E. C., Anderson T. P. AEDC (1959) 1. Technical Note 58.
54. Latvala E. C., Anderson T. P. Planetary and Space Sci., 4, No. 1, 77 (1961).
55. Куканов Ф. А., Межиров И. И. В сб. «Работы по исследованию сверхзвуковых газовых эжекторов». М., Изд. ЦАГИ, 1961, стр. 293.
56. Искра А. Л. В сб. «Работы по исследованию сверхзвуковых газовых эжекторов». М., Изд. ЦАГИ, 1961, стр. 303.
57. Moore J. A., Zlotnick M. A. R. S. J., 31, No. 10, 1388 (1961).
58. Wu J. H. T. Canad. Aeronautical J., 7, No. 6, 227 (1961).



59. Mordell D. L., Swithenbank J. Hypersonic ramjet. 2<sup>d</sup> Intern Congr. Aerom. Sci. Zurich, Lnd. Pergamon Press, 1960, p. 20.
60. Aviat. Week, 70, No. 21, 85 (1959).
61. Dity R. O. Aviation Age Res. and Development Technical Handbook. pp. D-5 ÷ D-7 (1958—1959).
62. Се Сян Чунь. «Изв. АН СССР. О.Т.Н. механика техн. н.», № 3, 38 (1962).
63. Missiles and Rockets, 6, No. 14, 16 (1960). Missiles and Rockets, 6, No. 12, 10 (1960). Flight, 77, No. 2666, 524 (1960).
64. Official Gazette, № 3, от 17/XI, Патент № 2912820 (1959).
65. Ускорители многократного действия с ТРД. В сб. «Вопросы ракетной техники», № 2, 1960, стр. 80.
66. Иноземцев Н. В. Авиационные газотурбинные двигатели. М., Оборонгиз, 1955.
67. Стечкин Б. С. и др. В кн. «Теория реактивных двигателей». Ч. 1. М., Оборонгиз, 1958; Ч. 2. М., Оборонгиз, 1956.
68. Марков Н. И., Бакулев В. И. Расчет высотно-скоростных характеристик турбореактивных двигателей. М., Оборонгиз, 1960.
69. Schultz-Grunow. Flugwett und Technik, No. 6, 141 (1948).
70. Busemann A. Berlin-Adlershof ZWB. FB 530, 49 S, 9AEE, Berlin, 1936.
71. Щетинков Е. С. Бескомпрессорные воздушно-реактивные двигатели. М., Оборонгиз, 1947.
72. Verten. Selected Combustion Problems. London, Butterworths Scient. Publicat. (1955).
73. Морз Ф. Колебания и звук. М., Изд-во иностр. лит., 1949.
74. Колесников К. С. «Изв. АН СССР. Отд. техн. н.», № 4, 102 (1963).
75. Кудрин О. И. В сб. «Присоединение дополнительной массы в струйных аппаратах». М., Оборонгиз, 1958, стр. 98.
76. Кухеман Д., Вебер И. Аэродинамика реактивных двигателей. М., Изд-во иностр. лит., 1957.
77. Aeroplane, VIII, 81, No. 2092 (3) (1951).
78. Elliot J. M. Amer. Helicopter, IV, 18, No. 5, 9 (1950).
- 79а. Эндрес Дж. Воздушно-реактивный двигатель со свободнопоршневым генератором газа. Патент ФРГ № 1030106, 1958.
- 79б. Патент США № 2875576. ARS. J., 28, No. 8 (1959).
80. Кошкин В. К. и др. Двигатели со свободно движущимися поршнями в тепловых установках. М., Машгиз, 1957.
81. Beller W. Amer. Aviat., 14, No. 21 (1957).
82. Demetriades S. T., Lee J. C. S. A. E. J., No. 8, 60 (1958).
83. Demetriades S. T., Kretschmer C. The use planetary atmospheres for propulsion. Preprint Fourth Annuale Mit. of Amer. Astr. Soc. Jan. 31 (1958).
84. Charwat A. F. A. R. S. J., 29, No. 2 (1959).
85. Jaffe M. Aviat. Week, 68, No. 14, 65 (1958).
86. Тимон Б. Л. «Докл. АН СССР», 97, № 6, 1013 (1954).
87. Bates D. R. et al. Proc. Roy. Soc., A267, No. 1330, 297 (1962).
88. Ван И. К. «Ракетн. техн. и космонавтика», № 8, 167 (Русский перевод), (1963).
89. Miller D. B., Gibbons E. F. Cyclotron resonanse propulsion System. AIAA Conference on physics of entry into planetary atmospheres, 26 aug. Massach (1963).
90. Дивари Н. Б. «Геомagnetизм и аэрономия», 4, № 5, 886 (1964).
91. Park R. A. Astronautics and Aeronautics, 2, No. 8, 54 (1964).
92. Черенков В. «Советский Союз», № 4, 33 (1960).
93. Бондарчук Х. Ускорение проводящих частиц движущимся магнитным полем. Материалы 9-го Международного Астронавтического конгресса. Доклад О/169(6).
94. Singer S., Farber M. Astronautics, 7, No. 1, 34 (1962).
95. Мухамеджанов А. К. «Искусственные спутники Земли», 15, 53 (1963).

96. Максменко А. П., Твердохлебов В. И. «Изв. ВУЗов». Физика, № 1, 84 (1964).
97. Леб Л. Статическая электризация. М.—Л., Госэнергоиздат, 1963.
98. Маркс А., Баретто Е. «Ракетн. техн. и космонавтика», № 1, 62 (1964).
99. Pierce J. R. Proceedings IRE, 47, No. 6, 1053 (1959).
100. Aircraft Engng, 32, No. 380, 317 (1960).
101. Bussard R. W. Astronaut. acta, 6, No. 4, 179 (1960).
102. Karlovitz B., Lewis B. Space Propulsion by Interstellar Gas. (Материалы IX Международного астронавтического конгресса. Доклад № 0/207).
103. Цейтлин Л. А. «Ж. техн. физ.», 33, 758 (1963).
104. Радугин О. К., Семенов В. С. «Изв. ВУЗов. Физика», № 5, 30 (1961).
105. Kash S. W. AIAA Journal, 1, No. 6, 1439 (1963).
106. Проблемы, связанные с магнитогидродинамикой потока низкой плотности, I. A. S. Paper 62—100.
107. Ломнев С. П. «Докл. АН СССР», 151, № 2 (1963).
108. Chandrasekhar S. et al. Ann. Phys., 5, No. 1 (1958).
109. Цытович В. Н. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 35, 1407 (1958).
110. Коган Ю. М., Перель В. И. «Докл. АН СССР», 98, № 4, 575 (1954).
111. Вандекуров Ю. В., Перель В. И. «Ж. техн. физ.», 29, 958 (1959).
112. Игнатенко В. П. «Успехи физ. наук», 73, 243 (1964).
113. Морозов А. И. «Вестн. Моск. ун-та», № 1, 72 (1957).
114. Короткин М. Р. «Вестн. Моск. ун-та», № 3, 50 (1963).
115. «Докл. АН СССР», 116, 377 (1957); 124, 729, 1024 (1959).
116. Арцимович Л. А. Управляемые термоядерные реакции. М., Физматгиз, 1961.
117. Lin S. C., Teare J. D. Physics Fluids, 6, No. 3, 355 (1963).
118. Thouvenin J. J. Phys. Radium, 19, No. 7, 639 (1958).
119. Бронштейн В. А. «Инженерный ж.», 2, 163 (1962).
120. Куликовский А. Г., Любимов Г. А. «Докл. АН СССР», 129, 52 (1959).
121. Мосеев И. В., Степанчук В. Ф. «Изв. ВУЗов. Энергетика», 4, 115 (1963).
122. Еловских Ю. П. «Вестн. машиностроения», № 5, 35 (1959).
123. Осипов А. Ф. «Инженерный ж.», 2, 29 (1962).
124. Jebbs R. A., Veeton A. V. P. J. Brit. Interplanet. Soc., 19, No. 11, 484 (1964).
125. Справочник по разделению газовых смесей. М., Госхимиздат, 1962.
126. Кутателадзе С. С., Боришанский В. М. Справочник по теплопередаче. М.—Л., Госэнергоиздат, 1959.
127. Джекобсон Д. К. «Теоретические основы инженерных расчетов», № 2, 151 (1964) (Русский перевод).
128. Авдуревский В. С. и др. Основы теплопередачи в авиационной и ракетной технике. М., Оборонгиз, 1960.
129. Идельчик И. Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям, М.—Л., Госэнергоиздат, 1960.
130. Уайт Г. К. Экспериментальная техника в физике низких температур. М., Физматгиз, 1961.
131. Дубинский М. Г. «Изв. АН СССР. Сер. Механика и машиностроение», № 6 (1955).
132. Мартыновский В. С., Алексеев В. П. «Ж. техн. физ.», 26, 10 (1956).
133. Английский патент № 885735 от 31/VII (1958).
134. Архаров А. М. Термодинамический метод и некоторые задачи техники низких температур. М., «Высшая школа», 1962.

135. Исследование и расчет компрессоров вакуум-насосов и детандеров. Сб. статей МВТУ им. Н. Э. Баумана. Вып. 95. М., Машгиз.
136. Demetriades S. T. J. Brit. Interplanet Soc., 18, No. 10, 392 (1962).
137. Demetriades S. T. et al. The use of atmospheric and extraterrestrial resources in space propulsion system. Electric propulsion conference, March 1962. Calif. Northrop Space Laboratories.
138. Reichel R. H. et al. Potentialities of air-scooping electrical space propulsion systems. Electr. Propuls. Developm. New York — London, Acad. Press, 1963, p. 711.
139. Веcker W. Vacuum-Technik, No. 7, 149 (1958).
140. Экспериментальный МГД-двигатель, работающий на аргоне, азоте и воздухе. Экспресс-информация «Астронавтика и ракетодинамика», № 33, реф. 126 (1961).
141. Накопление релятивистских частиц. Сб. статей. Под ред. Л. Н. Лебедева. М., Госатомиздат, 1963.
142. Курт В. Г., Мороз В. И. «Искусственные спутники Земли», 7, 78 (1961).
143. Müller K. G. Z. Phys., 169, No. 3, 432 (1962).
144. Cook J. E. Electrostatic Lift for Space Vehicles Ballistic Missile and Space Technology. New York—Lond., Acad. Press, 2, 203 (1960).
145. Мирюлюбов Н. Н. и др. Методы расчета электростатических полей. М., «Высшая школа», 1963.
146. Гдалевич Г. Л. В сб. «Искусственные спутники Земли». Вып. 17. М., Изд-во АН СССР, 1963, стр. 42.
147. Rosenbaum O., Naiert G. Z. Naturforsch., 9a, No. 11, 990 (1954).
148. Перель В. И. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 32, № 3, 526 (1957).
- 149а. Альперт Я. Л. и др. Искусственные спутники в разряженной плазме. М., «Наука», 1964.
- 149б. Veard D. B., Johnson F. S. J. Geophys. Res., 66, No. 12, 4113 (1961).
150. Капцов Н. А. Электроника. М., Гостехтеориздат, 1956.
151. Френкель Я. И. Введение в теорию металлов. М., Физматгиз, 1958.
152. Китайгородский А. И. Введение в физику. М., Физматгиз, 1959.
153. Арифов У. А. Взаимодействие атомных частиц с поверхностью металла. Ташкент, Изд-во АН УзССР, 1961.
154. Handbuch der physik VXXI Elektronen-emission Gasetladungen, I. S. Flüge (edit.), (1956).
155. Добрецов Н. Л. Электронная и ионная эмиссия. М., Гостехиздат, 1952.
156. Фридман Г. Доклад на X съезде Международного астрономического союза, М., 1958.
157. Hintergerger H. E. et al. J. Geophys Res., 64, 961 (1959).
158. Тельковский В. Г. Вторичная электронная эмиссия под действием ионов и нейтральных частиц. Диссертация. М., 1959.
- 159а. Паралис Э. С. К теории ионно-электронной эмиссии. Диссертация. Ташкент, 1963.
- 159б. Паралис Э. С. «Радиотехника и электроника», 7, 1979 (1962).
- 160а. Сегаль Р. Б. Исследование вторичной электронной эмиссии тонких слоев металла. Диссертация. Л., 1959.
- 160б. Борисов В. Л. Вторичная электронная эмиссия MgO. Диссертация. Л., 1964.
- 161а. Шампе Р. Физика и техника электровакуумных приборов. М.— Л., Госэнергоиздат, 1963.
- 161б. Акишин А. И. Ионная бомбардировка в вакууме. М.— Л., Госэнергоиздат, 1963.
162. Экзоэлектронная эмиссия. Сб. статей. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
163. Langmuir I. Blodgett K. Phys. Rev., 24, 49 (1926).

164. Шафратова Д. Исследование одновременного действия света и электронов на некоторые эмиттеры. М., Диссертация, 1954.
165. Холл Д. Р. и др. «Ракетная техника и космонавтика» (Русский перевод), № 6, 71 (1964).
166. Дроздов Н. Г., Егоров В. Н. «Электричество», № 10, 63 (1959).
167. Несмеянов А. Н. и др. Получение радиоактивных изотопов. М., Госхимиздат, 1954.
168. Кононович А. А. и др. «Атомная энергия», 16, 351 (1964).
169. Гуля В. Е. Электропроводящие полимерные материалы, их свойства и применение. М., ЦБТИ, 1961.
170. Каганов М. И., Азбель М. Я. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 27, 762 (1954).
171. Short W. J. Brit. Interplanet Soc., 17, No. 12, 453 (1960).
172. Корлисс У. Ракетные двигатели для космических полетов. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
173. Электростатические генераторы. Сб. статей. М., Атомиздат, 1959.
174. Гохберг Б. М., Янъков Г. Б. Электростатические ускорители заряженных частиц. М., Атомиздат, 1960.
175. Ускорители. Сб. статей. М., Госатомиздат, 1962.
176. Bailitis E. Z. angew. Phys., 1, 13, No. 1, 25 (1961).
177. «Известия», 19 января 1962.
178. Denholm A. S. et al. Astronautics, 7, No. 6, 46 (1962).
179. Пивовар Л. И. и др. «Ж. техн. физ.», 32, 1230 (1962).
180. Фелиси Н. Ж., Камонов А. Ф. «Ж. техн. физ.», 35, 1001 (1962).
181. Рябов Л. И. Теория работы роторных электростатических генераторов с диэлектрическим ротором, разработанная исходя из представления об единичных емкостях. М., Госатомиздат, 1963.
182. Applied Atomic, No. 354, 3 (1962).
183. Sunkity K., Tsuchi S. J. Inst. Electr. Engrs, Japan, 81, No. 2 195 (1961).
184. Краткий справочник инженера-физика. М., Госатомиздат, 1961.
185. Плазменные и электростатические ракетные двигатели. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
186. Ускоритель электронов на 680 Мэв (Сб. статей). М., Госатомиздат, 1962.
187. Анкудинов В. А. и др. «Ж. техн. физ.», 33, № 1, 19 (1963).
188. Филимонова Т. Н., Шмыгов А. М. «Ж. техн. физ.», 32, 1439 (1962).
189. «Атомная энергия», 13, № 1, 77 (1962).
190. Vurch P. R. J. Radiation Res., 6, No. 1, 79 (1957).
191. Kistemaker J., Dekker H. L. D. Physica, 16, No. 3, 198, 209 (1950).
192. Miller G. H. et al. Amer. Lab. (ISC-319), 19, (1953).
193. Hintenberger H. Helv. Phys. Asta, 24, 307 (1951).
194. Гуревич Л. Э., Румянцев А. А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 47, 1829 (1964).
195. Воронин В. С., Коломенский А. А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 47, 1528 (1964).
196. Regenstreif E. Inds. atom., 5, No. 5, 55 (1961).
197. Имянитов И. М. «Докл. АН СССР», 121, № 1, 93 (1958).
198. United States Patent Office Patent No. 2949672, VIII, 1960.
199. Missile Space Daily, 8, No. 29, 194 (1964).
200. Некоторые задачи современной аэродинамики. М., Изд-во иностр. лит., 1961.
201. Нечтел Е. Д., Питтс В. К. «Ракетная техника и космонавтика» (русский перевод), № 6, 71 (1964).
202. Davis A. H., Harris I. Interaction of a charged satellite with the ionosphere. Rarefield Gas Dynamic. N. Y.—Lond., Acad. Press. 1961, p. 691.
- 203а. Димов Г. И. «Ж. техн. физ.», 29, 668 (1959).
- 203б. Штепа Н. И. «Ж. техн. физ.», 26, 2281 (1956).

204. Velitz a N. Elektro-Tesch. Z., No. 15, 485 (1962).
205. Измайлов С. В. Курс электродинамики. М., Учпедгиз, 1962.
206. Смайг В. Электростатика и электродинамика. М., Изд-во иностр. лит., 1954.
207. Аржаных И. С. «Докл. АН УзССР», № 7, 5 (1957); № 11, 5 (1957), № 10, 3 (1955); № 6, 3 (1954).
208. Натанзон М. С. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 25, 448 (1953).
209. Westerman H. R. A. R. S. J., 30, No. 2, 204 (1960).
210. Fair W. W., Greer B. J. A. R. S. J., 29, No. 6, 451 (1959).
211. Shapiro I. I., Jones H. M. J. Geophys. Res., 66, No. 12, 4, 123 (1961).
212. Hewitt M. H. A. R. S. J., 30, No. 5, 505 (1960).
213. Beard D. B., Johnson F. S. J. Geoph. Res., 65, No. 1, 1 (1960).
214. Grannis P. D. J. Geophys. Res., 66, No. 12, 4293 (1961).
215. Jeans J. The Mathematical theory of Electricity and Magnetism, Cambridge, 1946.
216. Кротиков В. Д. «Изв. ВУЗов. Радиофизика», 5, № 6, 1057 (1962).
217. Васс Ф. Г. Радиотехника и электроника, 6, 655 (1961).
218. Bossaga Nino. Compt. rend Acad. Sci., 256, No. 1, 2317 (1963).
219. Braunbek W. Physik., 112, 11, 12, 753 (1939).
220. Braunbek W. Umschau, I/II, 3, 68 (1953).
221. Андрианов В. Н. В сб. «Теплопередача». М., Изд-во АН СССР, 1962, стр. 7.
222. «Физика и техника плазмы», № 6, реф. № 26, 5 (1962).
223. Бондаренко В. В. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 28, 119 (1955).
224. Боровик Е. С. «Докл. АН СССР», 91, № 4, 771 (1953).
225. Румер Ю. Б. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 214 (1952).
226. Никулин Е. И., Кирьенин И. А. «Ж. техн. физ.», 34, 1339 (1964).
227. Свойства алюминиевых сплавов при низких температурах, «Авиационные материалы», № 8 (1962).
228. Клявин О. В., Степанов А. В. «Физика твердого тела», 1, 955 (1959).
229. Ужик Г. В. Прочность и пластичность металлов при низких температурах. М., Изд-во АН СССР, 1957.
230. Одинг И. А. и др. «Вестн. АН СССР», № 8, 53 (1962).
231. Александров Л. Н., Коган А. Н. «Физика твердого тела», 6, 307, (1964).
232. Бокштейн С. З., Светлов И. Л. В сб. «Исследования по высокопрочным сплавам и нитевидным кристаллам». М., Изд-во АН СССР, 1963, стр. 15.
233. Ratlach A. M. Electronics, 33, No. 45, 66 (1960).
234. Техника шунтирования магнитной катушки с сильным полем. «Физика и техника плазмы», № 2, реф. № 8, 16 (1962).
235. Engineer, 211, No. 5490, 618 (1961).
236. Kolm Henry N. Nature, 192, No. 4800, 299 (1961).
237. Kolm Henry N., Mawardi Osman K. J. Appl. Phys., 32, No. 7, 1296 (1961).
238. Горяга Г. И., Белозерова Э. П. Электропроводность жидких галлия и индия. «Вестн. Моск. ун-та», № 1, 133, 136 (1958).
239. Получение и использование больших импульсных магнитных полей. (Сборник рефератов за 1923—1961 гг.). М., Госатомиздат, 1962.
240. Nucl. Instrum. Methods, 16, No. 2, 189 (1962).
241. Fowler C. M. et al. J. Appl. Phys, III, 31, 588 (1960).
242. Сигов Ю. С. «Космические исследования», 2, 948 (1964).
243. ВИНТИ Э. И. Радиотехника сверхвысоких частот, № 33, реф. 234, 9 (1962).
244. Kunzler J. E. Rev. Modern. Phys., 33, No. 4, 501 (1961).

245. Müller C., Saur E. Z. Physik, **170**, No. 2, 154 (1962).
246. Raetz K., Saur E. Z. Physik, **169**, No. 2, 315 (1962).
247. Dietrich J. et al. Z. Metallkunde, **XI**, 53, No. 11, 721 (1962).
248. Сверхпроводящие магниты. Э. И. ВИНИТИ, Радиотехника сверхвысоких частот, № 33, реф. № 235, 16 (1962).
249. Сюй Лун-дао, Жарков Г. Ф. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **44**, 2122 (1963).
250. Новые факты о сверхпроводимости (1963) ЭИ. № 2, 8.
251. Карасик В. Р. и др. «Вестн. АН СССР», № 5, 86 (1962).
252. Electronics, **36**, No. 9, 10 (1963).
253. Бум, Левингстон. Соленоиды из сверхпроводников. Труды института радионженеров (США), № 3, 302 (русский перевод) (1962).
254. Aviat. Week., **76**, No. 19, 107 (1962).
255. Сверхпроводящие соленоиды. Э. И. ВИНИТИ, Радиотехника сверхвысоких частот, № 25, реф. № 170, стр. 1 (1962).
256. Вялов Г. Н. «Ж. техн. физ.», **22**, № 3, 287 (1962).
257. Костин В. Н., Ткаченко В. М. «Ж. техн. физ.», **34**, 1252 (1964).
258. Яновский Б. М. Земной магнетизм. М., Гостехтеориздат, 1953.
259. Дружкин Л. А. Задачи теории поля. Ч. III. М., Изд-во Моск. ин-та радиоэлектроники и горной электроники, 1964.
260. Цейтлин Л. А. «Ж. техн. физ.», **33**, № 6, 758 (1963).
261. Fischell R. E. A. R. S. Journal, **31**, No. 9, 1210 (1961).
262. Paiken M., Fleizing R. Momentum Control of the Oao Spacecraft Utilizing the Earth's Magnetic Field. XIV<sup>th</sup> Internat. Astronautical Congress, No. 32, 1 (1963).
263. Usiskin C., Wilkes R. Symposium on Ballistic Missile and Aerospace Technology, No. 3, 207 (1961).
264. Kowalevsky J. XI<sup>th</sup> Internat. Astronaut. Congr., **1**, 324 (1960).
265. Levy R. H. A. R. S. Journal, **7**, 31, No. 11, 1568 (1960).
266. Электромагнитная защита космического корабля. J. A. S. Paper, 62—156 (1962).
267. Benedikt E. T. Electromagnetic Docking Operations in Space, American Astronautical Society. Preprint No. 61-90, 1962, p. 1.
268. Schwingamer R. J. Magnetic Forming in Space. Astronautics, **7**, No. 9, 62 (1962).
269. Mager A., Brenner R. Z. angew. Phys., **10**, 36 (1958).
270. Миллер А. «Атомная техника за рубежом», № 12, 27 (1962).
271. Кемпер Н. Schwebende Aufhangung durch electromagnetische Krafte; eine Möglichkeit für eine grundsätzlich neue Fortbewegungsart Electro-Techn. Z., **59**, 391 (1939).
272. Braunbek W. Phys., **112**, 12, 764 (1939).
273. Bedford B. D. et al. Gen. Electr. Rev., **VI**, 42, No. 6, 246 (1939).
274. Voerdijk H. Philips Res. Repts, **11**, No. 1, 45 (1956).
275. Arkadiev V. Nature, **160**, 330 (1947).
276. Okress E. C. et al. J. Appl. Phys., **V**, 23, No. 5, 545 (1952).
277. Бобров В. Н. Некоторые вопросы теории электромагнитной индукции и распределения электрической проводимости внутри Земли. Автореферат диссертации. М., 1959.
278. Кондратьев В. Н. Структура атомов и молекул. М., Физматгиз, 1959.
279. Агейкин Д. И. Магнитные газоанализаторы. М., Госэнергоиздат, 1963.
280. Авиадвигателестроение (Астронавтика). Вып. 1. Э. И. ВИНИТИ. М., 1959, стр. 1.
281. Hinteregger H. E. et al. J. Geophys. Res., **764**, 261 (1959).
282. ARS Journal, No. 9, 1183, No. 7, 890 (1961).
283. Missiles and Rockets, **4**, No. 26, 32 (1958).
- 284а. ВИНИТИ Э. И. «Астронавтика и ракетодинамика», № 13, 1 (1961).
- 284б. Полупроводниковые преобразователи энергии излучений. Сб. перев. статей. М., Изд-во иностр. лит., 1959.

285. Davis J. J. Space Aeronautics, IV, 31, No. 4, 44 (1959).
286. Перельман Я. И. Межпланетные путешествия. Академич. изд-во, 1923.
287. Цандер Ф. А. Об использовании силы давления света для полетов в межпланетном пространстве, 1924—1925.
288. Tsu T. C. A. R. S. Journal, 29, No. 6, 422 (1959).
289. London H. S. ARS Journal, 30, No. 2, 198 (1960).
290. Garwin R. L. Jet Propuls, 28, No. 3, 188 (1958).
291. Jahsmann W. E. A. R. S. Journal, 30, No. 3, 287 (1960).
292. Powell B. W. Spaceflight, II, No. 4, 116 (1959).
293. Electronics, 32, No. 17, 69 (1959).
294. Willinski M. J. A. R. S. Journal, 29, No. 8, 601 (1959).
295. Муравьев Ю. К. «Радиотехника», 17, № 8, 22 (1962).
296. Хивенс О. С. «Успехи физ. наук», 81, 507 (1963).
297. Капица П. Л. Электроника больших мощностей. Вып. 1. М., Изд-во АН СССР, 1963.
298. Klein D., Sakston J. J. Opt. America, 51, No. 4, 447 (1961).
299. Brewer R. G. Rev. Sci. Instrum., 32, No. 12, 1356 (1961).
300. Казневский В. и др. «Авиация и космонавтика», № 2, 14 (1963).
301. Sängner E. Astronaut. Acta, 5, No. 1, 15 (1959).
302. Перельман Р. Г. Двигатели галактических кораблей. М., Изд-во АН СССР, 1962.
303. Рытов С. М. В сб. «Новые проблемы физики». Вып. 1. М., «Знание», 1961, стр. 3.
304. Станюкович К. П., Бронштейн В. А. В сб. «Космос». М., Изд-во АН СССР, 1963, стр. 3.
305. Зенгер Е. К механике фотонных ракет. М., Изд-во иностр. лит., 1958.
306. Мурзагалиев Г. «Тр. Казахск. ун-та», 2, 151 (1960).
307. Reschka W. Astronaut. Acta, 2, No. 4, 192 (1956).
308. Missiles and Rockets, 11, No. 16, 36 (1962).
309. Стефенсон Р. Введение в ядерную технику. М., Гостехтеориздат, 1956.
310. Vilter H. A. Die Technik p. II, No. 6, 393 (1959).
311. Гудзенко Л. У., Шелепин Л. А. «Космические исследования», 3, 167 (1963).
312. Потопкин В. С. К вопросу об определении импульсов фотонных ракет. Дипломная работа. МГУ, 1962.
313. Широков М. И. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 41, 1 (7) (1961).
314. Кураев Э. А., Санников С. С. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 44, 1015 (1963).
315. Wentzel, Experiments in  $\tilde{N} - N$  Collision, Solmits, Double Scattering of in  $H_2$  Chamber, Levi M. P —  $\tilde{P}$  annihilation, Pinshietal,  $\Pi - \Pi$  Collisions and antinucleon annihilation. Proceedings of Rotchester Conference (1960).
316. Hagedorn R., Levi M. Cern conference an high Energy Phys. (1961—1962).
317. Зенгер Е. «Атомная техника за рубежом», № 4, 17 (1961)
318. Фотонный ракетный двигатель. БНТИ ТАСС, 29, № 87 (456), 3 (1959).
319. Пешка В. Материалы II Международного астронавтического конгресса (МАК). Доклад № 5.
320. Франкель Ф. И., Арыпов А. А. «Ученые зап. Кавказо-Балкарского ун-та», 3, 63 (1959).
321. Зубарев Д. Н. «Докл. АН СССР», 95, № 4, 757 (1954).
- 322a. Румер Ю. Б. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 18, № 12, 1081 (1948).
- 322b. Горенштейн И. В. Там же, 19, № 2, 164 (1949).
- 322в. Компанеец А. С. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 31, № 5 (11), 876 (1956).
323. Цуккерман И. И. «Ж. техн. физ.», 25, 853 (1955).

324. Phillips R. J. N. Nucl. Phys., 25, No. 2, 348 (1961).
325. Osborn R. K., Klevans E. H. Ann. Phys., 15, No. 2, 105 (1961).
326. Басов Н. Г., Крохин О. Н. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 46, 1, 171 (1964).
327. Nidey R. A. A. R. S. Journal, 30, No. 2, 203 (1960).
328. Growley J. C. et al. IRE Trans. on Space Electronics and Telemetry, III, SET-5, No. 1, 47 (1959).
329. Wilgon R. H. J. Franklin Inst., XI, 268, No. 5, 378 (1959).
330. Фишер И. С. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 20, 956 (1950).
331. Радзиевский В. В., Кагальников И. И. К вопросу о природе гравитации. Бюллетень ВАГО, АН СССР, № 26 (33), 3 (1960).
332. Брагинский В. Б. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 43, 51 (1962).
333. Smann J. Franklin. Inst., V (1961).
334. Тезисы и программа 1-й Советской гравитационной конференции. МГУ, 93 (1961).
335. Владимиров Ю. С. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 43, 89 (1962).
336. Берштейн И. Л., Герценштейн М. Е. Там же, 37, 1832 (1959).
337. Кооу J. M. J. Astronaut. Acta, 7, No. 2, 203 (1961).
338. «Наука и жизнь», № 4, 70 (1963).
339. Фок В. А. Теория пространства, времени и тяготения. М., Физматгиз, 1961.
340. Заппер. Критика и дальнейшее развитие теории относительности. Gras. Akad. Druk- und Verlagsanst, s. a. VII, 283 (1958).
341. Ильмаз. Phys. Rev., 3, No. 5, 1417 (1958).
342. Round R. V., Rebkа C. A. J. Phys. Rev. Lett., No. 4, 337 (1960).
343. Winterberg F. Nuovo Cimento, 19, No. 1, 186 (1961).
344. Good Мугон L. Phys. Rev., 121, No. 1, 311 (1961).
345. Козырев Н. А. Причинная или несимметричная механика в линейном приближении. Пулково, Изд-во ГАО АН СССР, 1958.
346. Lindgreen N. Electronics, 36, No. 13, 14 (1963).
347. Abel R. C. Aeronautics, 35, No. 1, 68 (1956).
348. Прессман А. С. «Биофизика», 9, 131 (1964).



**ПРИНЦИПЫ  
ОБОБЩЕННОГО  
ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО  
АНАЛИЗА  
ЭФФЕКТИВНОСТИ  
КОСМИЧЕСКИХ  
ТЯГОВЫХ СИСТЕМ**

Из предыдущих глав следует, что термин «тяговая система» — понятие весьма обширное, ибо система может использовать как внутренние (бортовые), так и внешние источники массы и энергии. Что касается конкретных проектов, то рассмотрение только некоторых возможностей (см. гл. 3) показывает, что у конструкторов тяговых систем имеется практически неисчерпаемое количество самых разнообразных вариантов и схем. Трудность состоит в выборе такой схемы и такой конструкции, которая бы удовлетворяла следующим требованиям:

максимальное использование имеющегося опыта;

максимальный эффект при выполнении космической задачи;

высокая надежность при наименьших затратах времени и материальных средств на разработку и изготовление системы;

перспективность, т. е. возможность использования некоторых принципов, закладываемых в конструкцию, для создания более совершенных тяговых систем в будущем.

Могут быть и такие случаи, когда решающее значение имеет не первое, а второе, третье или даже четвертое условие. Тогда, вопреки установившимся схемам, в конструкцию космических тяговых систем вводится совершенно новый элемент или даже закладывается совершенно новый принцип ее работы, требующий больших затрат времени и средств на пред-

варительные теоретические и экспериментальные исследования и на последующую отработку конструктивных решений, но дающий качественный скачок в развитии техники.

Примером таких новых направлений можно считать разработку систем, использующих атомную энергию и внешние массово-энергетические ресурсы. Первый путь позволяет практически снять ограничения на бортовые энергетические ресурсы, а второй, частично их дополняя, снимает ограничения на бортовые запасы инертной массы.

Очевидно, что новые тяговые системы, требующие на разработку значительных затрат времени и средств, должны предварительно анализироваться с точки зрения их максимальной эффективности и перспективности для широкого класса космических задач.

К сожалению, теоретических методов, применимых для инженерных расчетов, позволяющих проводить обобщенную оценку эффективности различных космических тяговых устройств, пока не создано, а используемый в настоящее время динамический анализ весьма ограничен в том отношении, что, давая возможность сравнивать системы между собой и определять их оптимальные режимы работы, не отвечает на вопрос о путях совершенствования космической тяговой системы в целом, поскольку не рассматривает физические процессы, обуславливающие появление тяговых сил.

Чтобы ответить на этот вопрос, следовало бы провести энергетический анализ, идеи которого излагаются в современных курсах теоретической физики и который требует более широкого представления о тяговой системе. Он сложнее динамического анализа, так как существует большое количество всевозможных сочетаний внешних и бортовых ресурсов, из которых следует найти оптимальные. Но, по-видимому, и этот анализ не сможет удовлетворить всем требованиям, накладываемым на выбор рациональной тяговой системы. Последняя должна в принципе обеспечивать многократное (обратимое) применение ее, что связано в общем случае не только с таким понятием, как энергия, но и с термодинамическим понятием энтропии.

В связи с этим в данной главе предпринята попытка наметить пути обобщенного анализа эффективности космических тяговых систем с привлечением аппарата неравновесной термодинамики.

Термодинамический метод выбран в силу того, что современная неравновесная термодинамика \* рассматривает практически все интересующие нас энергетические процессы [1, 2] и все известные в настоящее время процессы переноса, т. е. является наукой, изучающей процесс переноса обобщенного заряда [3]. Даже обычная ньютоновская механика, как это было недавно показано [4],

\* При этом мы используем и развиваем многие из идей А. И. Вейника, которые в силу их необычности еще не получили всеобщего признания. Советуем ознакомиться с его книгой «Термодинамика». Минск, «Высшая школа», 1968.

имеет полный аналог в термодинамике необратимых процессов, что позволит, вероятно, используя ее методы, проводить анализ наиболее сложных видов механического движения. Именно таким движением и является в общем случае полет искусственного космического объекта или нескольких объектов, взаимодействующих между собой на некоторых расстояниях при помощи сил дальнего действия (реактивные струи, электромагнитные поля и т. д.). Предложение использовать для анализа рассматриваемых задач аппарат неравновесной термодинамики может показаться не только необычным, но и неуместным, поэтому необходимо ознакомиться с ее основными положениями.

#### § 4.1. Методы классической термодинамики

**Начала (законы) термодинамики.** Первое начало термодинамики — закон сохранения энергии в процессе превращения одних ее видов в другие. Иногда первое начало понимается ограниченно — как закон сохранения энергии только при переходе различных видов энергии в тепло и обратно [5], но такая узкая формулировка имеет мало сторонников.

Второе начало термодинамики характеризует направленность процессов в макроскопических (подчиняющихся вероятностным законам) системах. При этом утверждается, что любые термодинамические системы стремятся к наиболее вероятному, т. е. к равновесному, состоянию. Иногда второе начало обобщают на более широкие в физическом смысле системы и утверждают, по-видимому, необоснованно, что его можно отождествить с наблюдающимся якобы законом рассеяния любых видов энергии в природе [6].

Согласно третьему началу, нельзя построить машину, способную отнять всю теплоту от тела, т. е. охладить его до абсолютного нуля. Этот закон, так же как и второе начало, принципиально справедлив только для макромира.

Термодинамика, базирующаяся на этих началах, называется классической. Она изучает в основном равновесные и однородные в пространстве процессы [3].

Чтобы применить законы термодинамики к объяснению пространственно-временных явлений, была разработана термодинамика необратимых процессов [7—9], которая полностью использует все положения классической термодинамики, но позволяет расширить метод на любые процессы, происходящие в пространстве обобщенных координат (одной из координат может быть время).

Очень важно отметить, что в последнее время все большее распространение находят идеи использования нетепловых форм энергии (например, энергии аннигиляции), теоретические описания которых зачастую требуют знания физики микропроцессов. Необходимо поэтому определить области, где ограничивается

или даже прекращается действие второго и третьего начал термодинамики. Такими областями могут быть не только элементы микромира, но в некоторых случаях и макромира. Таков, например, термодинамический аналог механической задачи двух или, вообще говоря,  $n$  тел.

Очень часто критикуют попытки объяснить на основании следствий второго начала термодинамики тепловую смерть Вселенной [10—12]. Трудно, например, согласиться с взглядами Хвольсона [10], который считает, что всеобщий закон возрастания энтропии является самой важной истиной, до которой удались додуматься человечеству. Однако сторонники противоположных взглядов, отрицающие возможность тепловой смерти, либо ссылаясь на флуктуационные явления [6], либо с помощью постулатов о том, что Вселенная не замкнутая термодинамическая система [5], тоже не стремятся вступать в противоречия с законом возрастания энтропии или обесценивания энергии, хотя его справедливость для физики микромира еще требует серьезных обоснований. В то же время давно установлено, что энергетика Вселенной в первую очередь определяется именно микропроцессами (синтез ядер, аннигиляция, ядерный распад и т. д.). Еще в 1916 г. это отметил выдающийся русский физик Н. А. Умов [13].

Что же касается третьего начала, то необходимость его доказательства еще более очевидна, поскольку вблизи абсолютного нуля начинают проявляться квантовые свойства энергии, а понятие температуры как статистической монотонной функции исчезает.

В настоящее время энергетика микромира успешно осваивается, поэтому современная термодинамика, чтобы остаться общей наукой об энергетических процессах, должна включить в себя и этот вид энергетики. Термодинамика с каждым годом совершенствуется. Если даже предположить, что она со временем будет описывать в общем виде любые энергетические процессы, в том числе и происходящие с элементарными частицами и электромагнитными полями (а предпосылки для этого имеются), то и тогда будет далеко до ее полного завершения, так как потребуются установить термодинамические законы одного из самых загадочных в настоящее время полей — гравитационного. Существуют, по-видимому, и другие формы энергетических взаимодействий, о которых сейчас можно делать только различные предположения [14].

Прежде чем знакомиться со сложными методами современной неравновесной термодинамики [15], рассмотрим кратко ее более простые аспекты.

Наиболее важное для нашего анализа первое начало в рамках классической термодинамики представляет собой закон сохранения любых видов энергии в замкнутых макросистемах:

$$E_{\text{к}} = E_{\text{п}} + u = \text{const},$$

где

$$u = u_k + u_{\text{п}}$$

есть внутренняя энергия системы, причем кинетическая энергия атомов и молекул  $u_k$  складывается из энергии поступательного, вращательного и колебательного движений, а их потенциальная энергия  $u_{\text{п}}$  характеризует силы взаимодействия между ними. Под  $E_{\text{п}}$  иногда понимают потенциальную энергию системы в поле сил тяготения, но в более общем случае следует рассматривать потенциальную энергию в любых возможных полях (электромагнитном, кулоновском, магнитостатическом и т. д.).

Обобщенная форма записи первого начала аналогична предыдущей, но в выражение для  $u_{\text{п}}$  необходимо включить энергию связи ядра, а в некоторых случаях и полную энергию покоя элементарных частиц, которая вычисляется из известного соотношения

$$u_0 = m_0 c^2.$$

Развитие теоретической физики позволяет точнее представить основное соотношение для первого начала, однако это выражение никогда нельзя будет назвать исчерпывающим. В последнее время, например, серьезно обсуждается вопрос об излучении телами гравитационной энергии [16], причем в случае положительного результата в решении этого вопроса обобщенная запись первого начала должна будет включить совершенно новый вид энергии.

Еще сложнее обстоит дело с обобщенным представлением второго начала, отвечающего ядерным микропроцессам. Некоторая возможность для такого представления имеется, например на основе рассмотрения энергий связи на один нуклон [17]. Существенная трудность состоит в незнании микропроцессов, происходящих при абсолютном нуле температуры (здесь, вероятно, может иметь место аннигиляция двух внутренних электронов на протоне, приводящая к вылету  $\gamma$ -квантов и электрона, причем принципиальная возможность такого процесса была рассмотрена еще в 1926 г. [18]). В настоящее время изучены многие взаимодействия элементарных частиц, что дает возможность написать для них закон сохранения энергии (уравнение первого начала). Однако вероятность многих из этих процессов, которая необходима для вычисления энтропии [19], еще не подтверждена экспериментально, хотя и вычислена теоретически.

**Энергия и работа.** Космические тяговые системы характеризуются в настоящее время в основном силой (тяга, тяговооруженность, удельная тяга, вес на единицу тяги и т. д.). Что же касается более универсальных энергетического и термодинамического анализов эффективности космической тяговой системы (именно это является нашей задачей), то они более сложны, но зато и предпочтительнее, нежели силовой анализ, так как все механические свойства сложной системы можно описать математически с помощью ограниченного числа скалярных функций — энергий [20].

Аналогичные идеи переносятся и на теорию поля, релятивистскую [20] и даже квантовую механику [21], что, несомненно, еще более расширит область применения термодинамики.

Чем же объяснить, что энергетическая сторона вопроса при анализе современных тяговых систем отодвигается на второй план? Такое положение сложилось потому, что энергетические параметры РДТТ и ЖРД однозначно определяются тягой, видом применяемого топлива и коэффициентом полезного действия. Появившиеся недавно проекты ядерных двигательных установок требуют наряду с тяговым или силовым энергетическим анализом, но ему пока отводится второстепенная роль, так как основная проблема до сих пор заключается в уменьшении забираемой на борт реактивной массы. В настоящее время придерживаются только одного пути для решения этой проблемы — увеличивают энергетический бортовой ресурс и повышают скорость истечения (удельную тягу), хотя общая энергия реактивной струи зачастую остается такой же, как и у обычных ЖРД. На этом принципе работают двигатели малой тяги. Применение этих двигателей приводит к более эффективному использованию энергии, что ведет к лучшему решению ряда космических задач [22].

Таким образом, имеют место две проблемы, требующие эффективного разрешения: уменьшение бортовых запасов реактивной массы и размещение в космической тяговой системе значительных энергетических ресурсов.

Эти проблемы могут быть весьма эффективно решены с помощью новых типов космических тяговых систем, использующих внешние, т. е. не запасаемые на борту, источники реактивной массы и энергии, а также путем применения бортовых ядерно-энергетических установок (см. гл. 3). Известно, однако, что внешние источники массы и энергии распределены крайне неравномерно, поэтому анализ новых тяговых систем должен быть сопряжен с анализом траекторий. Отметим также, что для подобных систем в большинстве случаев будет трудно разграничить (как с конструктивной точки зрения, так и по принципу создания тяги) тяговую систему и полезный груз. Поэтому имеет смысл иногда говорить не об энергетике тягового устройства, а об энергетике космического корабля в целом. При этом должен анализироваться наиболее выгодный путь превращения одних видов энергии корабля в другие (см. гл. 1), и в частности превращение потенциальной энергии или располагаемого запаса работы ракетного топлива — химического или ядерного — в кинетическую энергию движения корабля.

Проблема перехода одних видов энергии в другие, связь энергии и работы, а также само определение этих понятий еще мало изучены и недостаточно обоснованы [23], тем не менее предполагается, что полную энергию системы можно представить в виде простой суммы [24] энергий (потенциальной, кинетической и т. д.).

*Обобщенная сила и обобщенная термодинамическая координата.*  
 Понятие «энергия» прежде всего возникло в механике, поэтому энергию механической системы чаще всего берут за эталонную [23]:

$$d\left(\frac{Mv^2}{2}\right) = -dE,$$

где  $M$  — масса;  $v$  — скорость;  $dE$  — любой (немеханический) вид энергии.

Учитывая специальную теорию относительности, получаем более общее соотношение

$$d\left(\frac{M_0c^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}\right) = -dE,$$

где  $c$  — скорость света в вакууме;  $M_0$  — масса покоя.

Величина  $dE$  в общем случае представляет собой сумму всех возможных видов энергии:

$$dE = \sum_i E_i.$$

Например, для системы двух притягивающихся точечных масс  $M_1$  и  $M_2$  энергия

$$E_1 = -\gamma \frac{M_1 M_2}{r},$$

где  $r$  — расстояние между центрами этих масс,  $m$ .

Для системы двух точечных электростатических зарядов энергия

$$E_2 = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r} = \frac{q_1 q_2}{4\pi 8,85 \cdot 10^{-12} \epsilon r},$$

где  $q_1$  и  $q_2$  — заряды, а  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость.

Для системы из двух точечных, не обладающих массой и зарядом магнитных полюсов энергия

$$E_3 = \frac{4\pi B_1 B_2}{\mu_0 \mu r} = \frac{4\pi B_1 B_2}{1,26 \cdot 10^{-6} \mu r},$$

где  $B_1$  и  $B_2$  — магнитные заряды (не путать с вектором индукции магнитного поля  $\mathbf{B} = \frac{4\pi B}{r^2}$ ), а  $\mu$  — магнитная проницаемость.

Для энергии заряженного проводника или конденсатора справедливо выражение

$$E_4 = \frac{C\varphi^2}{2},$$

где  $C$  — емкость,  $\varphi$ ;  $\varphi$  — потенциал или разность потенциалов,  $v$ .

Для соленоида с током энергия

$$E_5 = \frac{LI^2}{2},$$

где  $L$  — индуктивность соленоида,  $гн$ :

$$L = \mu_0 \mu \frac{n^2 S}{l}$$

( $n$  — число витков;  $S$  — площадь поперечного сечения соленоида;  $l$  — его длина);  $I$  — проходящий через соленоид ток,  $а$ .

Энергия вращающегося тела

$$E_6 = \frac{I\omega^2}{2},$$

где  $I$  — момент инерции,  $м^2 \cdot кг$ ;  $\omega$  — угловая скорость вращения,  $рад/сек$ .

Для деформирующейся системы

$$E_7 = \frac{kx^2}{2},$$

где  $k$  — коэффициент упругости, т. е. сила, необходимая для удлинения тела на  $1 м$ ,  $н/м$ ;  $x$  — деформация, или абсолютное удлинение тела,  $м$ .

Плотность энергии электрического поля, имеющего напряженность  $E$ ,

$$E_8 = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} = \frac{8,85 \cdot 10^{-12} \epsilon E^2}{2}.$$

Плотность энергии магнитного поля напряженностью  $H$

$$E_9 = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} = \frac{1,26 \cdot 10^{-6} \mu H^2}{2}.$$

Форма записи выражения для тепловой энергии иная:

$$E_{10} = Q = McT + Q_0,$$

где  $M$  — масса,  $кг$ ;  $c$  — удельная теплоемкость,  $дж/(кг \cdot град)$ ;  $T$  — абсолютная температура,  $^{\circ}К$ ;  $Q_0$  — тепловая энергия при абсолютном нуле,  $дж$ .

Аналогичным образом можно представить и другие виды энергии (химическую, поляризации и т. п.), однако однотипные выражения здесь не всегда удобны. Это видно на примере тепловой энергии, для которой пришлось бы выписывать очень сложную вероятностную зависимость энергии от скорости вращательного, колебательного и поступательного движения молекул или атомов.

Для определения энергии можно использовать термин «работа», причем работа определяется одной общей формулой

$$dE = dL = F dq \quad дж,$$

где  $F$  — обобщенная сила;  $dq$  — изменение обобщенной термодинамической координаты [2], причем иногда ее называют обобщенным зарядом [3].

Чтобы более подробно остановиться на характеристиках  $F$  и  $dq$ , приведем некоторые конкретные выражения для работы.



Работа перемещения в пространстве

$$dL_1 = F dx,$$

где  $F$  — сила, н;  $dx$  — путь, м.

Работа вращения:

$$dL_2 = M d\varphi,$$

где  $M$  — момент силы, н·м;  $d\varphi$  — угол поворота, рад.

Работа кинетического перемещения

$$dL_3 = v dK,$$

где  $v$  — скорость, м/сек;  $dK = d(Mv)$  — элементарное количество движения, кгм/сек.

Работа кинетического вращения

$$dL_4 = \omega dM_{к. д.},$$

где  $\omega$  — угловая скорость, рад/сек;  $M_{к. д.}$  — момент количества движения относительно оси вращения, н·м·сек.

Работа инерционного перемещения

$$dL_5 = Y dx,$$

где  $Y = Ma$  — сила инерции, н;  $dx$  — перемещение, м.

Работа инерционного вращения

$$dL_6 = M_{и} d\varphi,$$

где  $M_{и} = I\varepsilon$  — момент силы инерции ( $I$  — момент инерции, м<sup>2</sup>·кг,  $\varepsilon$  — угловое ускорение, рад/сек<sup>2</sup>);  $d\varphi$  — элементарный угол поворота, рад.

Работа гравитационных сил

$$dL_7 = G dh,$$

где  $G = Mg$  — вес тела, н;  $dh$  — элементарное перемещение по вертикали, м.

Работа сил поверхностного натяжения

$$dL_8 = \sigma dS,$$

где  $\sigma$  — поверхностное натяжение, н/м;  $dS$  — площадь поверхности, м<sup>2</sup>.

Работа сжатия газа

$$dL_9 = p dV,$$

где  $p$  — давление, н/м<sup>2</sup>;  $dV$  — изменение объема, м<sup>3</sup>.

Работа перемещения электростатического заряда

$$dL_{10} = \varphi dq,$$

где  $\varphi$  — электрический потенциал, в;  $dq$  — элементарный заряд, к.

Удельная работа поляризации диэлектрика

$$dL_{11} = E d\mathbf{P} \quad \partial \text{ж}/\text{м}^3,$$

где  $E$  — напряженность электростатического поля,  $в/м$ ;  $d\mathbf{P}$  — вектор поляризации,  $к/м^2$ .

Удельная работа зарядки тела

$$dL_{12} = E d\mathbf{D},$$

где  $E$  — напряженность электростатического поля,  $в/м$ ;  $d\mathbf{D}$  — вектор электростатической индукции,  $в/м$ .

Удельная работа намагничивания

$$dL_{13} = H d\mathbf{I},$$

где  $H$  — напряженность внешнего магнитного поля,  $а/м$ ;  $d\mathbf{I}$  — вектор намагничивания,  $в/(сек \cdot м^2)$ .

Работа «химических сил» при фазовых переходах и химических реакциях

$$dL_{14} = \mu dm,$$

где  $\mu$  — химический потенциал,  $дж/кг$ ;  $dm$  — «дефект» массы данного компонента или данной фазы,  $кг$ .

Термическая работа

$$dL_{15} = T dS,$$

где  $T$  — абсолютная температура,  $^{\circ}К$ ;  $dS$  — изменение энтропии,  $дж/град$ .

Работа реактивной струи (например, у ракетных двигателей)

$$dL_{16} = N_a dt,$$

где  $N_a = \frac{Rv_a}{2}$  — мощность реактивной струи,  $вт$ ; ( $R$  — тяга,  $v_a$  — скорость истечения);  $dt$  — период времени, в течение которого работает двигатель,  $сек$ .

Важно отметить, что для количественного определения работы необходимо знать не абсолютную величину обобщенной координаты, а только ее изменение. Очень часто поэтому «нуль» этой координаты выбирается произвольно. В то же время такая операция не применима к нахождению абсолютного значения энергии, так как оно всегда будет в какой-то степени неполным, особенно для микросистем [25].

*Замкнутые, квазизамкнутые и незамкнутые системы.* Замкнутой или изолированной называется такая система, через контрольную поверхность которой не могут переходить никакие заряды. Поскольку изменения внутренней энергии системы могут быть определены через сумму обобщенных работ, формула первого начала термодинамики для замкнутой системы записывается следующим образом:

$$dU = \sum_i dL_i = \sum_i F_i dx_i = 0.$$

При этом очень важно правильно расставить у каждого слагаемого знаки, что можно сделать, принимая во внимание логический смысл каждого компонента работы.

В природе не существует замкнутых термодинамических систем. Тем не менее понятие замкнутой системы является хорошим приближением при выполнении большинства конкретных расчетов. Когда же оно не применимо, тогда говорят о степенях свободы, определяющих условия взаимодействия систем с окружающей средой. Каждая степень свободы означает возможность выполнения работы данного вида. Так, для систем, обладающих одной степенью свободы, имеем

$$dU = dL_i,$$

а для систем с  $n$  степенями свободы

$$dU = \sum_{i=1}^n dL_i.$$

Фактически эта форма записи включает не только первое, но и второе начало термодинамики, т. е. может трактоваться как аналитическая запись обобщенного уравнения термодинамики.

Понятие квазизамкнутой термодинамической системы позволяет упростить рассуждения и не говорить о незамкнутой системе, когда, например, имеет место использование внутриядерной энергии или энергии топлива реактивных двигателей. Очевидно, такое понятие полностью соответствует действительному физическому смыслу рассматриваемых явлений. Потенциальную энергию, заключенную в топливе, можно в этом случае принять за один из видов работы  $dL_i$  и записывать затем обычное уравнение первого начала для замкнутой системы. Известная трудность состоит в учете изменяющейся массы системы, так как иногда контрольную поверхность удобно выбирать таким образом, что масса системы оказывается переменной.

*Принципы построения термодинамики тел переменной массы.* Для изучения систем переменной массы предлагается учредить специальный раздел термодинамики — «Термодинамику тел переменной массы» [26]. При этом за основу берется определение «твердого тела переменной массы», данное еще в 1897 г. И. В. Мещерским:

а) движение материальных точек до присоединения их к телу или после отделения от него само по себе нас не интересует;

б) присоединение к телу новых частиц понимаем в том смысле, что они принимают такое же участие в движении тела, как если бы это были частицы самого тела;

в) с момента их отделения точки уже не принадлежат телу.

Затем понятие «частица твердого тела», данное Мещерским, заменяется понятием «термодинамическая частица» с совершенно аналогичными свойствами.

Основное уравнение термодинамики тела переменной массы, полученное в работе [26], имеет вид

$$\frac{dQ}{dt} + E_n G_n = \frac{dU}{dt} + E_a G_a + \frac{dL}{dt},$$

где  $\frac{dQ}{dt}$  — приток (утечка) тепла к телу в единицу времени, *дж/сек*;  $E_n$  — количество энергии, поступившее к телу в единицу времени с единицей веса присоединяемого элемента, *дж/сек*;  $G_n$  — вес присоединяемого в единицу времени элемента (секундный приток массы), *н/сек*;  $\frac{dU}{dt}$  — изменение общей внутренней энергии тела в единицу времени;  $E_a$  — количество энергии, ушедшее из тела в единицу времени с единицей веса отделяемого элемента, *дж/сек*;  $G_a$  — вес отделяемого в единицу времени элемента (секундная утечка массы), *н/сек*;  $\frac{dL}{dt}$  — изменение работы, совершаемой телом в единицу времени.

Термодинамическое тело переменной массы, трактуемое таким образом, является классическим примером квазизамкнутой термодинамической системы. Так как система уравнений, описывающая поведение квазизамкнутой системы (в отличие от уравнений незамкнутой системы), принципиально разрешима математически, то такой метод представляется целесообразным. Очень важным вопросом во всех термодинамических задачах является выбор уравнений состояния системы независимых переменных, а также определение термодинамических функций.

**Первое начало термодинамики для материальных полей.** Как уже отмечалось, на практике не существует термодинамических систем, в которых совершался бы только какой-либо один вид внешней работы. Тем не менее в целях упрощения определенного класса задач широко пользуются основным уравнением термодинамики, записанным для электростатического, магнитного и гравитационного полей.

Если, например, требуется записать уравнение первого начала для единицы объема непроводящего диэлектрика, помещенного в постоянное и однородное электростатическое поле, то тогда можно принять векторы напряженности  $\mathbf{E}$  и индукции  $\mathbf{D}$  параллельными и пренебречь пьезоэффектом:

$$p dU = 0.$$

В этом случае получим

$$dQ = dU_0 - \mathbf{E} d\mathbf{D},$$

где  $\mathbf{E} d\mathbf{D}$  — работа поляризации.

Следует учесть, что член  $dU_0$  должен включать и энергию электрического поля. Иначе говоря, энергия электрического поля производит работу поляризации —  $\mathbf{E} d\mathbf{D}$ , увеличивает внутреннюю

энергию электростатического поля и приводит к выделению тепла  $dQ$ . Используя выражение для электрической поляризации  $\mathbf{P}$

$$d\mathbf{D} = \varepsilon_0 d\mathbf{E} + d\mathbf{P}$$

и выделяя из полной энергии  $U_0$  энергию электростатического поля в вакууме ( $\varepsilon = 1$ )

$$U_0 = U + \frac{\varepsilon_0 \mathbf{E}^2}{2} \quad \text{или} \quad dU_0 = dU + \varepsilon_0 \mathbf{E} d\mathbf{E},$$

имеем

$$dQ = dU + \varepsilon_0 \mathbf{E} d\mathbf{E} - \varepsilon_0 \mathbf{E} d\mathbf{E} - \mathbf{E} d\mathbf{P}$$

или

$$dQ = dU - \mathbf{E} d\mathbf{P}.$$

Очевидно, что работа, которую совершило внешнее электрическое поле над диэлектриком, пошла на его поляризацию и на изменение электрического поля, которое можно отнести к внутренней энергии системы:

$$dU = -\mathbf{E} d\mathbf{D} = -\varepsilon_0 \mathbf{E} d\mathbf{E} - \mathbf{E} d\mathbf{P}.$$

Поляризация проводников и полупроводников происходит по разным законам (электронная и ионная проводимость), но основные соотношения по форме совпадают [27].

Используя известную аналогию между электростатическим и магнитным полями [27, 28], записываем уравнение первого начала для магнитного поля

$$dQ = dU_0 - \mathbf{H} d\mathbf{B}$$

или

$$dQ = dU - \mathbf{H} d\mathbf{J},$$

поскольку

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{J}.$$

Приведенные соотношения можно рассматривать лишь как примеры, поскольку электромагнитные формы взаимодействия так разнообразны, что, несмотря на их длительное изучение, нельзя утверждать невозможность никаких новых поправок, особенно в нестационарных случаях.

Гравитационные взаимодействия, если говорить только о нерелятивистском случае, также могут быть введены в выражение для первого начала термодинамики. Однако следует отметить, что кажущаяся аналогия [29] между гравитационным полем и электростатическим (или магнитостатическим) не облегчает решения конкретных задач. Существуют даже термодинамические теории гравитации [25], но они не являются общепризнанными.

Важная особенность рассмотренных трех типов полей — их потенциальный характер, т. е. сила взаимодействия между источ-

ником поля и помещенным в это поле телом, — определяется некоторой потенциальной функцией  $\Phi$  и расстоянием от источника поля:

$$F = \frac{\Phi}{r}.$$

Это обстоятельство ставит на первый план вопрос изучения и математического описания потенциальных функций или потенциалов.

**Потенциальная форма первого начала термодинамики.** В основу термодинамического анализа заложено два метода исследования: широко распространенный в технической термодинамике метод циклов — графическое построение зависимостей термодинамических параметров друг от друга и более общий — метод потенциалов, дающий их связь в аналитической форме. Основоположниками первого метода считаются Карно и Клаузиус, а второго — Гиббс. В настоящее время метод циклов уже не может удовлетворить потребностям термодинамического анализа систем с числом независимых переменных больше трех ввиду невозможности графических построений. Затруднение вызывает также анализ незамкнутых систем, особенно если для них характерны электромагнитные взаимодействия. Все это обуславливает переход к другому, зачастую лишенному наглядности, но зато более строгому методу потенциалов. Существует и успешно развивается в последнее время и третий (компромиссный) метод термодинамического анализа — так называемый метод эксергетических функций или просто эксергетический метод [30].

*Преобразования Лежандра.* Предположим, что термодинамическая система совершает обратимый процесс при постоянстве двух независимых переменных  $p$  и  $T$ . Этот процесс обязательно должен быть неравновесным, а система может быть как однородной, так и неоднородной (например, двухфазной) [31]. Полезную внешнюю работу такой системы можно выразить уравнением

$$L = \Delta I - T \Delta S,$$

где  $I$  — энтальпия;  $S$  — энтропия, или таким выражением

$$L = (I - TS)_1 - (I - TS)_2.$$

Величину  $I - TS$  обозначают  $Z$  и называют изобарно-изотермным или просто изобарным потенциалом. Изобарный термодинамический потенциал является функцией состояния и служит для исследования систем, находящихся при постоянном давлении и температуре. С помощью специальных преобразований (преобразований Лежандра) [32] из изобарного потенциала можно получить другие термодинамические функции состояния, которые также называют потенциалами (можно провести аналогию из механики, где работа в поле консервативных сил численно равна разности потенциалов поля в начальной и конечной точках пути):

внутренняя энергия

$$U = TS - pV$$

применяется для системы, в которой поддерживаются постоянными  $V$  и  $S$ ;

свободная энергия

$$F = U - TS$$

применяется для системы, в которой поддерживаются постоянными  $V$  и  $T$ ;

энтальпия

$$I = U + pV$$

применяется для системы, в которой поддерживаются постоянными  $p$  и  $S$ .

Многие новые курсы термодинамики излагаются главным образом с помощью потенциалов [33] — термодинамических функций состояния, в данном случае от любых двух независимых переменных. Потенциалы обладают полным дифференциалом и аддитивны.

Термодинамический метод для стационарного случая можно пояснить на следующем примере:

из уравнения первого начала

$$dQ = dU + p dV,$$

где  $p dV$  — работа расширения, но может быть взята любая другая работа, например  $E dp$ , а также второго начала

$$dQ = T dS$$

получаем объединенное уравнение

$$T dS = dU + p dV.$$

Из этого уравнения видно, что состояние термодинамической системы определяется пятью переменными величинами:  $T$ ,  $S$ ,  $V$ ,  $p$ ,  $U$ . Если две из этих переменных принять за независимые, то для получения замкнутой системы уравнений потребуются кроме объединенного уравнения первого и второго начал еще два. В качестве второго уравнения можно использовать одно из уравнений состояния:

$$f_1(p, V, T) = 0;$$

например уравнение для идеального газа

$$p = \rho g RT.$$

В качестве третьего уравнения берется выражение для одного из рассмотренных выше термодинамических потенциалов.

При выборе этих уравнений принималось, что термодинамическая система имеет только две (тепловую и механическую) степени свободы. В общем случае появятся дополнительные члены,

выражающие работу электрических, магнитных и других сил, причем каждый из них будет характеризоваться в общем случае двумя дополнительными независимыми переменными. Потребуется использовать новые уравнения состояния (иногда найденные экспериментально) — по количеству дополнительных членов. Чаще всего задача в большинстве практически ценных случаев оказывается разрешимой либо отдельно для каждой степени свободы, либо при введении дополнительных (граничных и начальных) условий. Можно применять и вариационный метод решения.

*Виды термодинамических потенциалов.* Иногда термодинамическими потенциалами переноса называют величины, которые были определены ранее как обобщенные силы. Очевидно, более строго было бы называть обобщенной силой [9] градиент потенциала переноса по пространственной, а не по обобщенной координате. Однако здесь может произойти путаница, связанная с тем, что в термодинамике укоренился термин «химический потенциал»  $\bar{\mu}$ , равный производной от термодинамического потенциала, взятого при постоянных  $x$  и  $y$ , по обобщенной координате  $q$ , и представляющего собой среднюю молярную массу вещества:

$$\bar{\mu} = \left( \frac{\partial \Phi}{\partial q} \right)_{xy},$$

где  $\Phi$  — любой из термодинамических потенциалов. Это следует помнить, когда обобщенную силу  $F$  называют термодинамическим потенциалом переноса в выражении для количественной меры переноса определенной субстанции  $C$  (энергии, тепла, массы, электрического заряда и т. д.):

$$dC = F dx,$$

где  $dx$  — приращение обобщенной координаты.

Уравнение первого начала для открытых термодинамических систем записывается следующим образом:

$$dQ = T dS = dU + p dV - \sum_k \mu_k dq_k,$$

где  $k$  — номер компоненты вещества, участвующего в массообмене.

Химический потенциал иногда называют удельным термодинамическим потенциалом переноса. Что же касается полных термодинамических потенциалов, то их в необратимой (неравновесной) термодинамике иногда называют функциями сопряжения термодинамической системы с окружающей средой. При этом каждый удельный потенциал выражает вид сопряжения при постоянстве двух независимых переменных. В соответствии с этим имеем четыре вида химических или удельных потенциалов:

$$\mu = \left( \frac{\partial V}{\partial q} \right)_{V, S}; \quad \mu = \left( \frac{\partial F}{\partial q} \right)_{V, T};$$

$$\mu = \left( \frac{\partial I}{\partial q} \right)_{p, S}; \quad \mu = \left( \frac{\partial Z}{\partial q} \right)_{p, T}.$$



Из изложенного видно, что при известных термодинамических потенциалах можно решать самые разнообразные прикладные задачи. В классической термодинамике с помощью метода потенциалов определяются все термодинамические коэффициенты (теплоемкость, коэффициенты сжатия и расширения и т. д. [1]), а в неравновесной термодинамике выводятся дифференциальные уравнения переноса [9]. Основная трудность при этом заключается в определении вида функций  $U$ ,  $I$ ,  $F$  и  $Z$ , поскольку это должно быть сделано независимо от термодинамики методом (с помощью квантовой механики, из статистических соображений или эмпирическим путем [34—36]). Могут встретиться и другие выражения для потенциалов. Например, Планк [37] и Дебай [38] применяли несколько видоизмененные потенциалы:

$$\Phi_{\text{П}} = -\frac{Z}{T} = S - \frac{I}{T};$$

$$F_{\text{Д}} = -\frac{F}{T} = S - \frac{U}{T}.$$

В последнее время предложено ввести новую функцию состояния [39], которую также можно именовать потенциалом.

*Вычисление термодинамических потенциалов.* Рассмотрим термодинамический потенциал для *твердых тел* [1]:

$$Z = I_0 - T \left[ -\frac{F}{T} \right] + \frac{2}{3} KT^{5/2},$$

где  $I_0$  — энтальпия при абсолютном нуле;  $\left[ -\frac{F}{T} \right]$  — потенциал Дебая, который определяется в зависимости от  $\frac{\beta v}{T}$  ( $\beta v = \theta$  — характеристическая температура тела, зависящая только от частоты колебаний атомов  $v$ );  $K$  — коэффициент пропорциональности. Наилучшее совпадение с экспериментом дают формулы Нернста и Дебая. Первый полагал, что определяющими служат частоты  $v$  и  $\frac{v}{2}$ , а второй рассматривал весь спектр частот  $v$  от 0 до  $v_{\text{макс}}$ .

Чаще всего под термодинамическим потенциалом подразумевают изобарно-изотермный потенциал  $Z$ , поскольку он наиболее легко определяется экспериментально. Ограничимся рассмотрением только этого потенциала, так как другие потенциалы, как уже отмечалось, получаются из него с помощью преобразований Лежандра.

Для определения  $Z$  можно использовать соотношение

$$Z = I_0 + \underbrace{\int_0^T c_p dT}_I - T \underbrace{\int_0^T c_v dT}_S + S_0,$$

причем, как это следует из постулата Планка,  $S_0 = 0$ . Что же касается нулевой энергии  $I_0$ , то по большинству источников [1], она также равна нулю. В то же время некоторые авторы утверждают, что следует брать в качестве нулевой энергию покоя всех частиц тела, равную  $mc^2$  [40]. Эта неопределенность легко устранима для таких твердых тел, в которых не происходит процессов, сопровождающихся дефектом массы. В этом случае можно принять  $I_0 = 0$ , так как в конкретных расчетах будет иметь значение не абсолютная величина  $Z$ , а разность  $Z_1 - Z_2$ , т. е. разность потенциалов, что приведет к уничтожению члена  $I_0$ .

Если же имеют место процессы, сопровождающиеся дефектом массы и выделением внутриядерной энергии, то следует либо пренебрегать ими и считать термодинамическую систему открытой, либо руководствоваться в дальнейших расчетах соотношениями для термодинамики тела переменной массы.

Теплоемкость твердого тела можно найти экспериментально. Если известна только одна из теплоемкостей, то следует воспользоваться соотношением

$$c_p = c_v + KT^{3/2},$$

где  $K$  — коэффициент пропорциональности.

Иногда известно только одно значение  $c_v$  или  $c_p$  для какой-либо одной температуры. В этом случае можно найти сначала  $c_v$ , а затем  $\beta v$  ( $\beta = \frac{h}{k}$ ,  $h$  — постоянная Планка, а  $k$  — постоянная Больцмана), используя при этом соотношение

$$c_v = \frac{3}{2} R \left\{ \frac{\left(\frac{\beta v}{T}\right)^2 e^{\frac{\beta v}{T}}}{\left(e^{\frac{\beta v}{T}} - 1\right)^2} + \frac{\left(\frac{\beta v}{2T}\right)^2 \frac{\beta v}{e^{2T}}}{\left(e^{\frac{\beta v}{2T}} - 1\right)^2} \right\},$$

причем

$$R = N_A k,$$

где  $N_A$  — число Авогадро.

Затем по этой же формуле можно получить  $c_v$  для всего интервала температур. Значения  $\frac{F}{T}$ ,  $S$ ,  $c_v$  и  $c_p$  для наиболее употребительных твердых веществ приведены в табл. 4.1.

Дифференцируя термодинамические потенциалы по соответствующим переменным, найдем необходимые уравнения состояния. Если, например, продифференцировать выражение для свободной энергии по объему, то получим

$$p = \frac{3}{2} R\beta \left( \frac{1}{1 - e^{\frac{\beta v}{T}}} + \frac{1/2}{1 - e^{\frac{\beta v}{T}}} \right) \left( \frac{\partial v}{\partial V} \right)_T.$$

Очевидно, что здесь независимым от термодинамики способом (например, экспериментально) должна определяться функция соб-

Таблица 4.1

Термодинамические параметры кристаллических веществ  
(по Дебаю)

Вещество	$\nu$	$T, \text{ }^\circ\text{K}$	$\frac{\nu}{T}$	$\frac{F}{T},$	$S,$	$c_p,$	$c_p,$
				дж/(э-атом·град)	дж/(э-атом·град)	дж/(э-атом·град)	дж/(э-атом·град)
Уран	180	300	0,6	26	46	24,52	27,5
		900	0,2	50	74	24,89	45,36
		1402	0,127	60	85	24,92	—
Серебро	216	300	0,7	23	42	24,85	25,4
		720	0,3	40	63	24,85	28,2
		1235	0,175	52	77	24,90	30,6
Цирконий	238	310	0,8	21	39	24,18	25,15
		1200	0,2	50	74	24,89	33,95
		2173	0,11	64	89	24,94	—
Вольфрам	300	300	1,0	17	33	23,76	24,8
		1500	0,2	50	74	24,89	28,79
		3653	0,082	72	93	24,94	—
Магний	293	300	0,98	17	34	23,8	24,8
		600	0,49	31	51	24,7	28,56
		923	0,318	39	62	24,85	32,09
Медь	315	300	1,05	16	32	23,75	24,3
		800	0,394	35	57	24,8	28,1
		1356	0,233	46	66	24,9	31,4
Хром	465	300	1,55	10	24	22,2	23,35
		1000	0,465	31	52	24,7	33,93
		2150	0,217	48	70	24,9	45,55
Титан	396	300	1,32	13	27	22,9	25,0
		1000	0,396	35	56	24,8	32,13
		2098	0,190	50	75	24,9	—
Железо	410	300	1,37	12	26	22,8	25,23
		1000	0,41	34	56	24,75	57,74
		1806	0,227	46	70	24,9	—
Алюминий	390	300	1,3	13	28	22,97	24,34
		600	0,65	25	44	24,45	28,09
		933	0,42	33	55	24,75	32,22
Бериллий	354	300	1,18	14	30	23,3	16,44
		1000	0,354	36	60	24,8	27,53
		1551	0,228	47	70	24,9	—
Молибден	379	300	1,26	13	28	23,1	23,75
		1500	0,253	45	67	24,9	31,1
		2873	0,132	60	84	24,94	—

ственной частоты от объема:

$$v = v(V).$$

Известно, что твердые тела могут быть диэлектриками или магнетиками либо в определенном соотношении сочетать эти свойства. В этом случае их термодинамический потенциал будет существенно зависеть от внешних электростатического и магнитного полей и в общем случае запишется в виде

$$Z = U + pV - TS - \frac{1}{2} \sum_i X_i x_i.$$

Выражения для других потенциалов следующие:

$$U = TS - pV + \frac{1}{2} \sum_i X_i x_i;$$

$$F = U - TS;$$

$$I = U + pV - \frac{1}{2} \sum_i X_i x_i,$$

где  $X$  — напряженность либо электрического ( $\mathbf{E}$ ), либо магнитного ( $\mathbf{H}$ ) поля;  $x$  — электростатическая ( $\mathbf{D}$ ), или магнитная ( $\mathbf{B}$ ), индукция.

Продифференцировав эти потенциалы по  $X_i$  или по  $x_i$ , можно найти электрические или магнитные уравнения состояния. Таким путем, в частности, были получены уравнения электро- и магнито-стрикции, а также соотношения

$$\left(\frac{\partial T}{\partial \mathbf{H}}\right)_{S, p} = -\frac{T}{c_p \mathbf{H}} \left(\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial T}\right)_{p, \mathbf{H}};$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial \mathbf{E}}\right)_{S, p} = -\frac{T}{c_p \mathbf{E}} \left(\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial T}\right)_{p, \mathbf{E}},$$

которые указывают на возможность получения сверхнизких температур с помощью адиабатического размагничивания и адиабатического выключения электростатического поля. Последний эффект еще не нашел практического применения.

Дифференциалы от термодинамических потенциалов *многокомпонентных систем* при отсутствии химических реакций записываются в виде

$$dU = T dS - p dV + \sum_j \mu_j dn_j;$$

$$dI = T dS + V dp + \sum_j \mu_j dn_j;$$

$$dF = -S dT - p dV + \sum_j \mu_j dn_j;$$

$$dZ = -S dT + V dp + \sum_j \mu_j dn_j,$$

где знак  $\sum_j$  обозначает суммирование по всем химическим элементам данной фазы, а  $\mu_j$  — химический, или удельный, потенциал, определяемый таким образом:

$$\mu_j = \left( \frac{\partial U}{\partial n_j} \right)_{S, V, n_i} = \left( \frac{\partial I}{\partial n_i} \right)_{S, p, n_i} = \left( \frac{\partial F}{\partial n_j} \right)_{T, V, n_i} = \left( \frac{\partial Z}{\partial n_j} \right)_{T, p, n_i}$$

Здесь  $n_i$  — число молекул каждого химического компонента за исключением того, по которому ведется дифференцирование, т. е.  $n_j$ .

Равенство химических потенциалов следует из физического смысла этой формулы, который заключается в том, что работа изменения числа молекул совершается при постоянном значении всех переменных, определяющих состояние данной термодинамической системы. Иначе говоря,  $\mu_j$  отражает только те изменения, которые связаны с изменением числа молекул, что не зависит от вида выбранного потенциала.

Приведенные значения потенциалов справедливы для *любого состояния* (фазы) вещества, поэтому их можно использовать при выводе уравнений фазовых переходов. Применяя правило аддитивности, можно написать соответствующие выражения для многофазной системы (при отсутствии химических реакций):

$$dU = \sum_a T^a dS^a - \sum_a p^a dV^a + \sum_a \sum_i \mu_i^a dn_i^a;$$

$$dF = - \sum_a S^a dT^a - \sum_a p^a dV^a + \sum_a \sum_i \mu_i^a dn_i^a;$$

$$dI = \sum_a T^a dS^a + \sum_a V^a dp^a + \sum_a \sum_i \mu_i^a dn_i^a;$$

$$dZ = - \sum_a S^a dT^a + \sum_a V^a dp^a + \sum_a \sum_i \mu_i^a dn_i^a,$$

где  $\sum_a$  — суммирование по фазам  $a$ , а  $\sum_i$  — суммирование по химическим элементам.

Для некоторых термодинамических процессов (например, процессов, протекающих в земной атмосфере) нельзя пренебрегать гравитационными явлениями. Если массу молекулы (атома)  $i$ -го химического элемента, присутствующего в системе, обозначить  $\mu_i$ , а гравитационный потенциал в бесконечно малой области  $\Phi_g$ , то дифференциалы от термодинамических потенциалов примут следующий вид:

$$dU^a = T^a dS^a - p^a dV^a + \sum_i (\mu_i^a + \mu_i \Phi_g) dn_i^a;$$

$$dI^a = T^a dS^a + V^a dp^a + \sum_i (\mu_i^a + \mu_i \Phi_g) dn_i^a;$$

$$dF^a = - S^a dT^a - p^a dV^a + \sum_i (\mu_i^a + \mu_i \Phi_g) dn_i^a;$$

$$dZ^a = - S^a dT^a + V^a dp^a + \sum_i (\mu_i^a + \mu_i \Phi_g) dn_i^a.$$

В этих выражениях систему, расположенную в гравитационном поле с потенциалом  $\Phi_g$ , можно интерпретировать как систему какой-либо одной (гравитационной) фазы [33].

Учет химических реакций рассмотрен в работе [1].

Термодинамические потенциалы излучения абсолютно черного тела в вакууме могут быть получены из соображений электромагнитной теории света.

«Внутренняя» энергия излучения

$$U = \frac{8\pi^5 k^4}{15c^3 h^3} T^4 V = \sigma T^4 V,$$

где

$$\sigma = \frac{8\pi^5 k^4}{15c^3 h^3} = 7,62 \cdot 10^{-16} \text{ дж}/(\text{м}^3 \cdot \text{град}^4),$$

а  $V$  — объем, в котором распределено излучение.

Энтропия и давление излучения выразятся соотношениями:

$$S = \frac{4}{3} \sigma T^3 V; \quad p = \frac{1}{3} \sigma T^4.$$

Остальные потенциалы излучения будут:

$$F = U - TS = -\frac{1}{3} \sigma T^4 V;$$

$$I = U + pV = \frac{4}{3} \sigma T^4 V;$$

$$Z = F + pV = 0.$$

Нулевое значение изобарно-изотермного потенциала объясняется тем, что для излучения температура и давление не являются независимыми переменными [5].

Для термодинамического описания излучения чаще всего пользуются термином «плотность потенциала». Например, плотность энергии излучения абсолютно черного тела

$$u = \frac{U}{V} = \sigma T^4.$$

Если обозначить  $E$  энергию интегрального излучения 1 м<sup>2</sup> поверхности абсолютно черного тела в единицу времени внутри единичного телесного угла, причем излучение происходит перпендикулярно к поверхности, то получим закон Стефана — Больцмана

$$E = \dot{\sigma}_0 T^4,$$

где постоянная

$$\sigma_0 = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}^4).$$

Давление излучения

$$p \approx 2,5 \cdot 10^{-16} T^4 \text{ н}/\text{м}^2.$$

Интересной величиной является отношение светового давления к газовому (при условии, что нагрев происходит при постоянном объеме)

$$\frac{P_{\text{света}}}{P_{\text{газа}}} = 6,93 \cdot 10^{-19} T^3.$$

Можно показать, что при  $T = 1\,130\,000^\circ\text{K}$  световое давление равно газовому, а при температурах в десятки миллионов градусов превышает его в несколько сот раз (еще раз напомним, что это справедливо только лишь для абсолютно черного тела).

Удельная энтропия излучения

$$s = s_0 + \frac{4}{3} \sigma T^3,$$

где  $s_0$  — энтропия излучения при абсолютном нуле температуры.

Удельная энтальпия

$$i = \frac{I}{V} = \frac{4}{3} \sigma T^4.$$

Удельная свободная энергия определяется выражением

$$f = \frac{F}{V} = -s_0 T - \frac{1}{3} \sigma T^4.$$

Уравнение для удельного изобарного потенциала следующее:

$$\varphi = -s_0 T.$$

В некоторых процессах может наблюдаться переход массы в энергию излучения. Солнце излучает  $3,77 \cdot 10^{26}$  вт, теряя при этом  $3,17 \cdot 10^6$  т вещества в 1 сек. Нередко поэтому говорят о термодинамическом равновесии между излучением и веществом в замкнутой системе, подразумевая при этом равенство абсолютных температур излучения, вещества, находящегося в рассматриваемом объеме, и стенок, образующих этот объем. Такой анализ будет, вероятно, полезен при исследовании схем фотонных двигателей.

**Эксергетический метод.** При исследовании процессов обмена энергией между телами вследствие излучения иногда пользуются эксергетическим методом. Сущность его состоит в том, что вместо понятия «энергия источника излучения» вводится понятие «эксергия», т. е. энергия, которая может быть передана рассматриваемому телу. Очевидно, что при увеличении температуры принимающего энергию тела воспринимаемая им энергия будет уменьшаться. Если температура источника и приемника лучистой энергии одна и та же, то эксергия излучения равна нулю, поскольку она определяется формулой [30]

$$b = \varepsilon \frac{\sigma c}{12} (3T^4 + T_{\text{пр}}^4 - 4T_{\text{пр}} T^3),$$

где  $\varepsilon$  — степень черноты;  $c$  — скорость света;  $T$  — температура источника;  $T_{\text{пр}}$  — температура приемника излучения.

На рис. 4.1 приведена зависимость эксергии  $b$  и энергии излучения  $e$  от температуры излучающей поверхности  $T$  при температуре приемника излучения  $T_{\text{пр}} = 300^\circ \text{ К}$ . Там же изображена кривая отношения эксергии к энергии  $\psi = b/e$ . При  $T_{\text{пр}} = 0$  эксергия излучения, очевидно, будет

$$b = \varepsilon \frac{\sigma c}{4} T^4.$$

При  $T = 0$ , т. е. когда энергия, излучаемая источником, равна нулю и может быть использована только внешняя энергия, имеем конечное значение эксергии:

$$b = \varepsilon \frac{\sigma c}{12} T_{\text{пр}}^4.$$

Например, при использовании энергии солнечного излучения необходимо иметь в виду, что при температуре приемника  $300^\circ \text{ К}$  отношение эксергии к энергии солнечной радиации  $\psi$  равно 0,935.

Эксергетический метод анализа наиболее оправдан там, где решающее значение имеют тепловые процессы. Это связано с тем, что практически все виды энергии, кроме тепловой, могут переходить из одного в другой полностью, а тепловая энергия характеризуется дополнительной величиной — качеством или мерой обратимости в другие виды.

Необратимость перехода тепловой энергии в другие виды определяется энтропией, т. е. вторым началом термодинамики, однако для практического (инженерного) применения (анализ диаграмм состояния или диаграмм движения тепла, энергии и энтропии) эта величина недостаточно наглядна. Физическая наглядность определяется термодинамической вероятностью, но для теплотехнических целей это понятие не используется. Лучше всего требованию наглядности удовлетворяет термин «эксергия», поскольку он определяет только ту часть тепловой энергии, которая может полезно использоваться. Для электрических, магнитных, деформационных и кинетических процессов эксергия и энергия — тождественные понятия, поэтому анализ диаграмм потоков эксергии, а не энергии можно проводить для очень сложных энергетических систем.

Эксергетический анализ, в частности, может использоваться при изучении химических превращений, сопровождаемых тепловыми явлениями, однако такой анализ требует не только определения температуры окружающей среды как конечной равновесной температуры процесса, но и конечных химических соединений

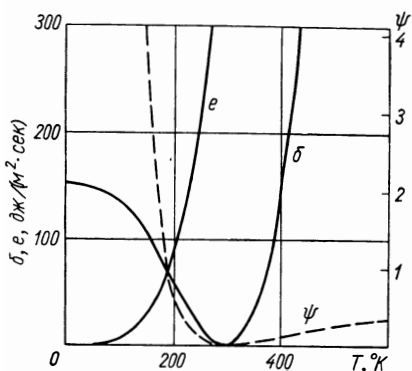


Рис. 4.1. Зависимость эксергии и энергии излучения, передаваемых на пластину с температурой  $300^\circ \text{ К}$ , от температуры внешней среды.



при этой температуре. Иногда в качестве таких соединений рекомендуется брать исходные природные продукты или вещества, существующие при выбранной температуре окружающей среды. Тогда будет учитываться энергия, затрачиваемая на переработку природного сырья.

В отличие от термодинамической работы, определяемой как разность изобарных потенциалов Гиббса, эксергию находят из следующего выражения:

$$b = Z_{ex} - Z_n = I - I_n - T_n (S - S_n),$$

где  $Z_n$ ,  $I_n$ ,  $T_n$  и  $S_n$  — соответственно изобарный потенциал, энтальпия, температура и энтропия внешней среды, а  $Z_{ex}$  — эксергетический изобарный потенциал системы  $Z_{ex} = I - T_n S$ , в котором, в отличие от выражения для изобарного потенциала, температура системы  $T$  заменена температурой окружающей среды.

При эксергетическом анализе к. п. д. процесса  $\eta$  (отношение полученной работы к исходной эксергии) более удобен, так как не включает к. п. д. цикла Карно и находится в пределах от 0 до 1. Тем не менее этот метод в анализе космических тяговых систем использовать затруднительно, потому что параметры окружающей среды при движении космической системы непрерывно меняются, следовательно, ее суммарная энергия уже не будет абсолютной величиной. Могут также возникнуть трудности с применением метода обобщенных потенциалов.

Кроме того, аналитические методы анализа, основанные на вариационных решениях, не требуют введения дополнительных условий, усложняющих задачу и являющихся в ряде случаев искусственными, хотя это и диктуется требованиями наглядности.

Например, известно, что в замкнутой или квазизамкнутой термодинамической системе суммарный энергетический потенциал равен постоянной величине. Это условие зачастую определяет разрешимость многих задач. Если же вместо термина «тепловая энергия» использовать термин «эксергия», то это условие выполняться не будет и задача может оказаться аналитически неразрешимой.

**Полный термодинамический потенциал (феноменологический).** Само по себе понятие «потенциал», к сожалению, не имеет в термодинамике однозначного смысла. Этим термином называют фундаментальные термодинамические функции, например

$$U = TS - pV.$$

Поскольку потенциал есть аддитивная величина, следовательно, каждое из отдельных его слагаемых (в данном примере  $TS$  и  $pV$ ) может быть формально названо также потенциалом. Ранее упоминалось о том, что иногда потенциалом называют обобщенную силу  $F$  в выражении для обобщенной работы  $dL$ . Вместе с тем из общей теории потенциалов следует [41], что обобщенную работу также можно назвать потенциалом в общем смысле, так как

сила, по определению, записывается через потенциал и координату следующим образом:

$$F = \frac{dL}{dx}.$$

В большинстве случаев все-таки оказывается, что термин «потенциал» применяется для обозначения величин, имеющих конкретный физический смысл, выражающих понятие «работа». Первый закон термодинамики, объединенный со вторым, можно трактовать как обобщенный закон термодинамики. Его математическое выражение

$$d\Phi = \sum_i dL_i = 0$$

можно переписать в виде

$$\Phi = \text{const.}$$

Здесь для обозначения потенциалов (работы) определенного вида принят символ  $L_i$ , что следует из произвольного выбора обобщенных координат. Величину  $\Phi$  в дальнейшем будем именовать полным термодинамическим потенциалом замкнутой термодинамической системы. Из свойства аддитивности следует, что  $\Phi$  системы равен сумме обобщенных термодинамических потенциалов  $\Phi'$  ее подсистем, т. е.

$$d\Phi = \sum_j d\Phi_j = \sum_j \sum_i dL_i = 0,$$

причем может оказаться, что

$$d\Phi_j = \sum_i dL_i \neq 0.$$

Если система не находится в равновесии, то потенциалы  $\Phi'$  подсистем не равны друг другу и в ней, таким образом, возможны явления переноса, в результате которых данная система стремится к состоянию равновесия (ее энтропия возрастает).

Удобство применения полных потенциалов заключается в том, что не обязательно знать обобщенные силы, в качестве которых могут выступать такие величины, как температура, химический потенциал и т. д. (это может затруднить объяснение связанных с такими силами понятий). Не надо в некоторых случаях знать и координаты, в качестве которых могут выступать как основные величины (компоненты радиус-вектора, время, масса, сила тока), так и производные (энтропия, объем, вектор поляризации и т. д.). При этом минимальная размерность задачи определяется количеством исходных или основных обобщенных термодинамических координат. Следовательно, обобщенные решения будут проводиться не в трехмерном, как обычно, а в многомерном пространстве  $n$  координат. Возможны, конечно, и упрощения.

Полное определение любого потенциала подсистемы  $\Phi'$  невозможно, в силу того что нельзя считать известными все явления природы и все ее энергетические запасы, что не снижает, однако, ценности рассматриваемого метода. Более того, даже некоторые из хорошо известных явлений (например, эффекты теории относительности) не обязательно учитывать в ряде практических вопросов.

Все это означает, что в целях упрощения проблемы потенциал  $\Phi$  должен определяться феноменологическим путем, т. е. все члены суммы

$$d\Phi' = \sum_i dL'_i,$$

дающие общий вклад в  $\Phi'$ , меньший по модулю, чем величина модуля необходимой точности, должны исключаться из рассмотрения.

## § 4.2. Методы термодинамики необратимых процессов

**Энтропия и обратимость.** Энтропия, как и любая термодинамическая функция, обладает свойствами аддитивности и полным дифференциалом. Без понятия энтропии трудно описать термическую работу (термическую энергию, работу диссипации и т. д.), а следовательно, затруднено построение не только обобщенного, но и вообще любого термодинамического потенциала. Первая производная от энтропии по времени служит признаком или критерием обратимости процессов, т. е. мерой вероятности того или иного события в термодинамическом процессе [42]. Поэтому можно распространить методы термодинамики, применяемые в физике и энергетике для изучения многих групповых процессов: информационных, биологических, экономических и даже социальных.

Общее выражение для определения энтропии, выведенное из уравнений первого и второго начал термодинамики, имеет вид:

$$S = S_0 + \int_{V_0}^V \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_V dV + \int_{T_0}^T \frac{c_V}{T} dT,$$

или

$$S = S_0 - \int_{p_0}^p \left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_p dp + \int_{T_0}^T \frac{c_p}{T} dT,$$

или

$$S = S_0 + \int_{p_0}^p \frac{v}{T} \left( \frac{\partial T}{\partial p} \right)_V dp + \int_{V_0}^V \frac{c_p}{T} \left( \frac{\partial T}{\partial V} \right)_p dV.$$

Если энтропия — функция только температуры (практически это имеет место лишь вблизи абсолютного нуля) и не зависит от давления и объема, то

$$S = S_0 + \int_{T_0}^T \frac{c_v}{T} dT = S_0 + \int_{T_0}^T \frac{c_p}{T} dT.$$

Эти соотношения позволяют определить не абсолютное значение энтропии, а только ее изменение:

$$\Delta S = S - S_0.$$

Абсолютное значение энтропии равновесной системы можно найти при использовании третьего начала термодинамики, согласно которому при  $T = 0$   $S_0 = 0$ .

Понятие «энтропии» значительно упрощает аналитическое описание процессов переноса.

*Уравнение переноса энтропии.* Теория переноса базируется на следующих уравнениях.

а) Дифференциальное уравнение переноса (сохранения) массы

$$\frac{d\bar{\rho}}{dt} = -\bar{\rho} \operatorname{div} \mathbf{v},$$

где  $\bar{\rho} = \frac{M}{V}$  — средняя плотность переносимой массы  $M$ ;  $t$  — время;  $\mathbf{v}$  — скорость центра тяжести переносимой массы.

б) Уравнение действия внешних сил или уравнение движения (в пренебрежении силами вязкости)

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla p + \sum_{k=1}^n \mathbf{F}_k \rho_k,$$

где  $p$  — давление;  $\rho_k$  — плотность каждого элемента переносимой массы (т. е.  $k$ -го элемента);  $\mathbf{F}_k$  — сила, действующая на этот элемент.

в) Дифференциальное уравнение сохранения энергии

$$\frac{de_0}{dt} = -\operatorname{div} \mathbf{I}_0,$$

где общая удельно-массовая энергия единицы объема

$$e_0 = u + \frac{\mathbf{v}^2}{2},$$

а удельный массовый поток энергии

$$\mathbf{I}_0 = (e_0 + pV_y) \rho \mathbf{v} + I_q,$$

где  $V_y$  — удельный массовый объем;  $I_q$  — удельный массовый поток тепла.

г) Уравнение Гиббса в удельных (приходящихся на единицу массы) величинах

$$T \frac{ds}{dt} = \frac{de}{dt} + p \frac{dV_y}{dt} - \sum_k \mu_k \frac{du_k}{dt},$$

где  $s = \frac{S}{M}$  — удельная массовая энтропия;  $e$  — удельная массовая энергия;  $u_k = \frac{M_k}{M}$  — удельная масса элемента  $k$ , причем масса  $M$  — величина в общем случае переменная.

При этом имеет место соотношение

$$Ts = e + pV_y - \sum_k \mu_k u_k.$$

Средний химический (или удельный термодинамический) потенциал

$$\mu = \sum_k \mu_k u_k = \frac{1}{\rho} \sum_k \mu_k \rho_k = e - Ts + pV_y.$$

Совместное рассмотрение этих четырех уравнений позволяет вывести одно общее уравнение переноса (баланса) энтропии [9]:

$$\frac{d\bar{S}_v}{dt} = \text{div} (j_s + \bar{S}_v \rho) + \sigma,$$

где  $\bar{S}_v = \frac{S}{V}$  — средняя объемная концентрация энтропии;  $j_s$  — удельный поток энтропии

$$j_s = \frac{1}{T} (j_q) - \sum_k \mu_k j_k.$$

Здесь  $j_k = \rho v_k$  — удельный поток массы;  $\sigma$  — источник энтропии, связанный в данном случае с необратимостью тепломассопереноса:

$$\sigma = \frac{1}{T} \left\{ -j_q \frac{\Delta T}{T} + \sum_k j_k \left[ \mathbf{F}_k - T \nabla \left( \frac{\mu_k}{T} \right) \right] - \sum_k \mu_k \nu_k v_0 \right\};$$

$\sum_k \mu_k \nu_k$  — химическое сродство;  $v_0$  — скорость реакции;  $\nu_k$  — стехиометрическое число  $k$ -го вещества, умноженное на его молекулярный вес.

Более подробный вывод уравнения переноса энтропии можно найти в работе [15].

*Принципы вычисления энтропии.* В последнее время все чаще обращают внимание на определение роли энтропии при изучении различных задач переноса, в том числе задач движения в космосе [43]. Поскольку энтропия — функция состояния, ее общую величину для космического корабля можно найти как сумму энтропий его различных элементов.

Рассмотрим некоторые частные случаи определения энтропии, поскольку это требуется для обобщенного термодинамического анализа.

Энтропия для **идеальных газов** записывается по-разному, в зависимости от известных независимых переменных. Например, при независимых переменных  $p$  и  $T$

$$S = S_0 - R \ln p + c_p \ln T,$$

где  $S_0$  — энтропия газа при  $p = 1 \text{ н/м}^2$  и  $T = 1^\circ \text{ К}$ .

Если теплоемкость газа зависит от температуры, то энтропия такого полудиального газа выразится соотношением

$$S = S_0 - R \ln p + \int c_p d \ln T.$$

Энтропия **идеальных газовых смесей** при независимых  $p$  и  $T$  равна

$$S = \sum_i n_i S_{0i} - R \ln \frac{p}{p_0} \sum_i n_i + \ln \frac{T}{T_0} \sum_i n_i c_{pi} - R \sum_i n_i \ln C_i.$$

Индекс «0» обозначает начальное состояние системы;  $n_i$  — число грамм-молекул каждой газовой компоненты;  $C_i$  — молекулярная концентрация  $i$ -го газа в смеси:

$$C_i = \frac{n_i}{\sum_i n_i}.$$

Это выражение показывает, что энтропия газовых смесей всегда больше, чем сумма энтропий газов до смешения.

Имея значения энтропий для газов и газовых смесей, можно перейти к отысканию этой функции для **веществ в жидком и твердом агрегатном состоянии**.

Молекулярная энтропия **жидкой фазы** при температуре  $T$

$$S_{ж\mu} = S_{г\mu} \frac{r_\mu}{T},$$

где  $S_{г\mu}$  — молекулярная энтропия газа;  $r_\mu$  — молекулярная теплота испарения при температуре перехода  $T$ .

Аналогично находится молекулярная энтропия **твердой фазы**

$$S_\mu = S_{г\mu} - \frac{Q_{воз\mu}}{T}$$

или

$$S_\mu = S_{ж\mu} - \frac{Q_{пл\mu}}{T},$$

где  $Q_{воз\mu}$  — молекулярная теплота возгонки;  $Q_{пл\mu}$  — молекулярная теплота плавления.

Существуют и другие методы определения энтропии. Например, значение ее для одноатомного газа имеет вид

$$S = R_{\mu} \left\{ \frac{5}{2} + \frac{3}{2} \ln \mu + \frac{5}{2} \ln T - \ln p + \ln \left[ \left( \frac{2\pi}{N_A} \right)^{3/2} \frac{k}{h^3} \right] \right\},$$

где  $R_{\mu}$  — газовая постоянная для одного моля;  $\mu$  — молекулярный вес.

Приведенная формула справедлива для электронного газа (электроны проводимости) и приближенно верна для свободного электрон-позитронного газа. Для газа, состоящего из одноатомных ионов и чистого электронного газа, необходимо учитывать энергию расталкивания, что можно сделать, заменив кинетическое давление  $p$  давлением

$$p_{\Sigma} = p + p_p = nkT + q_e^2 n^{4/3} = nkT + 2,3 \cdot 10^{-22} n^{4/3} \text{ н/м}^2,$$

где  $n$  — число электронов (ионов) в  $1 \text{ м}^3$ ;  $k$  — постоянная Больцмана ( $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ дж/град}$ );  $q_e$  — заряд электрона (иона),  $\kappa$ . Более подробно по этому вопросу см. работу [44].

Предлагаются и другие методы учета расталкивающих усилий. Например, в работах [34, 39] отмечается, что когда между частицами газа (например, электронного) действуют силы отталкивания, энтропия, по определению классической термодинамики, не имеет смысла и может быть заменена другой функцией вида

$$Ma = \int \frac{SQ - p_p dV}{T} + Ma_0,$$

где  $p_p$  — давление расталкивания,  $Ma_0$  — функция Масюкова при  $T = 0$ .

Весьма интересным является тот факт, что энтропия в основном зависит от температуры и очень мало от давления или напряжения. Это дает основание не учитывать увеличения мольной энтропии при сжатии газа, при заводке пружины или при раскрутке маховика.

В магнитном поле переход в сверхпроводящее состояние сопровождается поглощением тепла, а обратный переход — его выделением. При отсутствии поля  $\Delta Q_{\phi} = 0$  и имеем дело с фазовым переходом второго рода, а при  $\Delta Q_{\phi} \neq 0$  — с фазовым переходом первого рода.

Разность энтропий нормальной и сверхпроводящей фаз

$$S_H - S_c = -H_c \frac{dH_c}{dT},$$

причем

$$S_c < S_H.$$

В этой формуле  $H_c$  — критическое магнитное поле. Разность свободных энергий при этом переходе равна энергии вытесняемого

из сверхпроводника магнитного поля (эффект Мейсснера):

$$F_n - F_c = \frac{H_c^2}{2}.$$

Теплота этого перехода

$$Q_\Phi = -T_c H_c \frac{dH_c}{dT},$$

где  $T_c$  — критическая температура перехода.

Энтропия физических растворов (включая растворы газов в жидкостях, твердые растворы и т. д.) находится из выражения

$$S = n^* (S_0^* - R \ln p + c_p^* \ln T - R \ln C^*) + \\ + \sum n_i (S_{0_i} - R \ln p + c_{p_i} \ln T - R \ln C_i),$$

где  $n^*$ ,  $n_i$  — число молекул растворителя и  $i$ -го растворенного вещества соответственно;  $S_0^*$  и  $S_{0_i}$  — энтропии растворителя и  $i$ -го растворенного вещества при  $p = 1 \text{ н/м}^2$  и  $T = 1^\circ \text{ К}$ ;  $C^*$  и  $C_i$  — концентрации растворителя и  $i$ -го растворенного вещества в растворе. Абсолютные значения энтропий для ряда веществ приведены в табл. 4.2.

*Понятие об источнике энтропии.* Вернувшись к уравнению переноса энтропии, заметим, что очень важно во всех процессах переноса знать мощность источника энтропии  $\sigma$ . Одной из составляющих этой величины в частном случае движения летательного аппарата будет диссипация его кинетической энергии на аэродинамическое сопротивление. Для пластины, движущейся параллельно потоку (в простейшем предположении, что число Прандтля

$$\text{Pr} = \frac{\mu c_p}{\lambda}$$

для ламинарного и турбулентного пограничных слоев соответственно равно  $\text{Pr} = \text{Pr}^* = 1$ ), имеем [43]

$$S = c_p \int_0^\infty \rho_K v_K \frac{v_n + v_K}{2} \cdot \frac{v_n - v_K}{c_p T_n} dy = \\ = \frac{1}{T_n} \int_0^\infty \rho_K v_K v_n (v_n - v_K) dy,$$

где  $S$  — поток энтропии в конечном по потоку сечении пластины (считаем, что энтропия в начале пластины равна нулю),  $\rho_K$  — плотность потока в конце пластины;  $v_n$  и  $v_K$  — скорость соответственно в начале и конце пластины;  $y$  — вертикальная координата, перпендикулярная к поверхности пластины;  $c_p$  — теплоемкость окружающего потока;  $T_n$  — температура окружающей среды в начале пластины.



Таблица 4.2

Энтропии наиболее употребительных веществ, дж/(г·моль·град)

Вещество	Температура, T° К	Энтропия, S	Вещество	Температура, T° К	Энтропия, S
O <sub>2</sub>	293,15	203,9	N <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	293,15	236
	400	213,9		400	253,3
	800	236		800	302,6
	1600	260		1600	369,5
	3000	284,1		3000	438,9
O <sub>3</sub>	293,15	238	C	293,15	5,225
	400	250		400	8,218
	800	284		800	19,52
	1600	323		1600	34,9
	3000	359		3000	50,99
H <sub>2</sub>	293,15	130	CO <sub>2</sub>	293,15	212,7
	400	139		400	223,8
	800	159		800	257
	1600	180,5		1600	295,5
	3000	202,3		3000	333,5
H <sub>2</sub> O	293,15	187,6	Si	293,15	18,47
	400	198		400	24,99
	800	223		800	41,71
	1600	253,9		1600	60,19
	3000	286,9		3000	108,2
D <sub>2</sub>	293,15	144,2	SiO <sub>2</sub>	293,15	41,04
	400	153		400	56,01
	800	172,9		800	109,4
	1600	196		1600	149,8
	3000	219		3000	211,9
T <sub>2</sub>	293,15	152,6	Zr	293,15	38,37
	400	161,2		400	46,39
	800	182,2		800	66,46
	1600	205,6		1600	91,54
	3000	228,6		3000	120
F <sub>2</sub>	293,15	201,8	Al	293,15	27,88
	400	211,9		400	35,6
	800	235,7		800	54,75
	1600	262		1600	88
	3000	287,5		3000	107,4
F <sub>2</sub> O	293,15	246,2	Be	293,15	9,54
	400	260,4		400	14,89
	800	295,9		800	30,6
	1600	334,8		1600	59,9
	3000	361,1		3000	78,4
N <sub>2</sub>	293,15	190,6	BeO	293,15	13,6
	400	199,8		400	22,86
	800	220,7		800	50,6
	1600	243,6		1600	83,6
	3000	266,2		3000	147,1

Вещество	Температура, $T^{\circ} \text{K}$	Энтропия, $S$	Вещество	Температура, $T^{\circ} \text{K}$	Энтропия, $S$
Mg {	293,15	32,14	Li {	293,15	27,78
	400	40		400	35,8
	800	59,4		800	62,7
	1600	91,5		1600	82,5
	3000	104,9		3000	99,5

Отрицательная тяга (или аэродинамическое сопротивление на трение)

$$-R \approx \frac{T_n S}{v_n}.$$

Другая составляющая диссипативного члена  $\sigma$  при движении летательного аппарата со скоростью, превышающей звуковую, — увеличение энтропии в скачках уплотнения. В частности, для одного скачка имеем [43]

$$S_1 - S_n = R \left\{ \frac{1}{k-1} \ln \left[ 1 + \frac{2k}{k+1} (M_n^2 \cos^2 \varphi - 1) \right] + \right. \\ \left. + \frac{k}{k-1} \ln \left[ 1 - \frac{2}{1+k} \left( 1 - \frac{1}{M_n^2 \cos^2 \varphi} \right) \right] \right\},$$

где  $k = \frac{c_p}{c_v}$  — показатель адиабаты;  $M_n = \frac{v_n}{a_n}$  — число Маха;  $\varphi$  — угол наклона скачка уплотнения к вектору скорости аппарата.

Остальные компоненты  $\sigma$  (индукционные, донные и другие потери) могут быть выражены феноменологически — по данным экспериментов.

Очень важный вопрос, связанный с потерями, — вопрос о распределении источника энтропии между кораблем и окружающей средой. При этом следует иметь в виду, что выхлоп реактивной струи или отделение отработавшей ступени служит стоком энтропии для корабля и ее источником для обобщенной системы корабль — окружающая среда. Аэродинамический нагрев — это источник энтропии для корабля.

Если выхлопная струя представляет собой поток диссоциированного или даже ионизованного газа (например, в плазменных двигателях), то термодинамические параметры  $p$  и  $S$  для нее можно найти из работы [45], зная абсолютные энтропии всех составляющих, степень ионизации и предполагая, что процесс равновесный.

В некоторых случаях неравновесностью пренебрегать нельзя, например при анализе работы орбитального прямоточного двигателя, у которого время рекомбинации может оказаться больше

времени пребывания захваченного внешнего потока в камере. Приближенный прием такого анализа был изложен в гл. 3, а что касается более точного метода, то он может быть развит на основе термодинамики необратимых процессов или же на основе обобщения кинетической теории неоднородного газа (уравнение Максвелла — Больцмана). Последние работы в этой области посвящены обобщениям уравнения энтропии Гиббса [46], что позволяет строить термодинамику нестационарных процессов в идеальном газе взаимодействующих частиц.

В заключение отметим важность не только теоретического, но и эмпирического определения энтропии (как и вообще термодинамических функций [36]), например при определении термодинамических свойств атмосферы, где обязательным является учет гравитации [47].

**Описание процессов переноса в потенциальной форме. Феноменологические законы.** Явления переноса в термодинамической системе обуславливаются, как уже говорилось, градиентом потенциала переноса, который именуется термодинамической движущей силой [9]. Например, перенос электрического заряда определяется градиентом электрического потенциала или напряженностью электрического поля, перенос тепла или теплоотдача — температурным градиентом, а перенос вещества (диффузия, вязкое трение при течении жидкости, архимедово движение и т. д.) — градиентом давления или концентрации. Очевидно, что то же самое можно сказать и о переносе магнитных зарядов в потенциальном магнитном поле (если в процессе переноса магнитный заряд не пересекает контура с током, то это поле может характеризоваться не векторным, как обычно, а по аналогии с электростатическим полем — скалярным потенциалом [48]), а также о переносе массы в гравитационном поле, о переносе непрозрачных тел в электромагнитном поле (солнечный парус) и т. д.

Практика показала, что закон переноса какой-либо одной субстанции в большинстве случаев линейен, что особенно заметно, когда система находится вблизи состояния равновесия, т. е. поток переносимой субстанции или скорость приближения системы к состоянию равновесия линейно зависит от термодинамической движущей силы.

К числу экспериментальных линейных законов можно отнести закон Ома (1826 г.), устанавливающий связь между потоком электрического заряда  $I_q$  и градиентом электрического потенциала  $\varphi$ :

$$I_q = -\sigma \text{ grad } \varphi,$$

где  $\sigma$  — множитель пропорциональности, именуемый проводимостью.

К этому же типу законов следует отнести закон теплопроводности Фурье (1822 г.). В 1855 г. был экспериментально получен аналогичный закон для явления диффузии (закон Фика),

а в 1856 г. — такой же закон для фильтрационных явлений (закон Дарси) и т. д. Не составляет исключения из этого правила и широко известный закон классической механики, т. е. закон Ньютона, который также линеен относительно действующей силы [4], закон течения вязкой жидкости (закон Бернулли) и многие другие законы переноса [3]. Существенно нелинейные законы можно рассматривать в рамках этой теории линеаризованными в бесконечно малом промежутке времени.

Вскоре после открытия линейных законов было замечено, что многие явления переноса связаны между собой. Так, в 1878 г. Дюфур открыл закон переноса тепла за счет диффузии, а в 1881 г. Соре сформулировал закон термодиффузии (наличие градиента температуры приводит к градиенту концентрации). Многие совместные эффекты совершенно очевидны, например движение электрического заряда одновременно является и движением массы покоя.

Имея большое количество подобных экспериментальных данных, можно сделать следующий важный вывод: *для переноса космической системы можно использовать градиент любой субстанции при любой его направленности*. В гл. 1 было отмечено, например, что можно применять как бортовой аккумулятор тепла, так и бортовой аккумулятор холода. Внутренняя (бортовая) энергия, а также внешняя энергия необходимы лишь для получения градиентов (их может быть несколько) и зарядов, которые и выполняют основную роль при создании тяговых усилий и переносе космических систем. Вот почему нас интересует не столько анализ, который может быть проведен, в частности на основе уравнения переноса энергии при  $V = \text{const}$  Умова [9]

$$\frac{\partial e_V}{\partial t} = \text{div} (j_q + i_{j_m}),$$

где  $i = e + pV + \dots$  — удельная энтальпия, и который может быть назван поэтому энергетическим, сколько обобщенный термодинамический анализ процесса переноса (движения) космической системы. В его основе лежат методы неравновесной термодинамики, разработанные Онзагером, Пригожиным, Де Гроотом и др. Именно с помощью этого метода изучают необратимость процесса переноса, которая оценивается по источнику энтропии  $\sigma$ . Определение эффективности процесса переноса основано на выделении той части энергии системы, которая непосредственно пошла на создание градиентов и зарядов, т. е. на перемещение космической системы. Можно найти также энергию диссипации, т. е. необратимые потери энергии.

Следует заметить, что еще далеко не все градиенты могут быть в настоящее время полезно использованы (градиент гравитационного поля, например, используется пока только в одном направлении), поэтому создание конкретных тяговых систем, перемещающихся за счет принципиально новых, а может быть, и еще

не известных градиентов и их сочетаний, является обширнейшим полем научной, конструкторской и изобретательской деятельности.

*Линейный закон и соотношение взаимностей Онзагера*, дополняя уравнение переноса энтропии, также служит теоретической основой современной неравновесной термодинамики.

Линейный закон не имеет строгой теоретической основы, если не считать возможности его вывода из статистической теории флуктуаций для систем, близких к равновесию [9]. Если обозначить  $I$  количество переносимой субстанции в единицу времени через единицу площади изопотенциальной поверхности (удельный поток), то линейный закон представится в следующем виде:

$$I_i = \sum_j L_{ij} X_j,$$

где  $L_{ij}$  — кинетические коэффициенты (диффузии, теплопроводности, гидравлического или аэродинамического сопротивления и т. д.);  $X_i$  — термодинамическая движущая сила.

Для потока тепла она будет такой:

$$X_q = -\frac{\nabla T}{T};$$

для потока вещества

$$X_m = -T \nabla \left( \frac{\mu}{T} \right),$$

где

$$\mu = \left( \frac{\partial E}{\partial V} \right)_{V, i};$$

для потока электричества

$$X_e = -\nabla \varphi;$$

для упорядоченного поступательного течения жидкости

$$X_{ж} = -\nabla \left( \frac{\rho v^2}{2} \right)$$

и т. д.

Соотношения взаимности Онзагера есть не что иное, как доказательство микроскопической обратимости (прямой и обратный процессы в условиях равновесия протекают с одинаковой средней скоростью):

$$L_{ij} = L_{ji}.$$

Это сопоставление выполняется при любом выборе потоков и термодинамических сил, т. е. симметрия матриц  $L_{ij}$  инвариантна.

Полного решения системы уравнений Онзагера в настоящее время не получено [9], однако для практических целей часто достаточно ограничиться только некоторыми термодинамическими силами.

**Термодинамическая аналогия с неконсервативными механическими системами.** *Понятие о консервативной и псевдоконсервативной системах.* Аналитические принципы термодинамики (использование потенциальных функций) можно применять только для консервативных систем, т. е. для таких систем, в которых работа, совершенная термодинамическими движущими силами, не зависит от вида процесса, а характеризуется только начальным и конечным состояниями системы. В частном случае, когда рассматривается только механическое движение, это означает, что работа в поле консервативных сил (которые всегда можно выразить через потенциалы поля) не зависит от вида траектории, а определяется только ее начальной и конечной точками.

Но большинство систем консервативными назвать нельзя. Так, движение ракеты на активном участке полета предусматривает наличие тяги, не зависящей в общем случае от геометрических координат. Чтобы применить термодинамический метод к рассмотрению подобных систем, необходимо найти приемы, позволяющие выразить силы через искусственные потенциалы и вспомогательные координаты. В частности, для ракеты в качестве вспомогательной координаты можно брать время и рассматривать, таким образом, термодинамическую задачу в четырехмерном пространстве. Если тяга существенно зависит от скорости полета (например, в ракетах, использующих воздушно-реактивные двигательные установки), то задача может рассматриваться в пространстве семи измерений, так как дополнительными координатами могут быть три компонента скорости. В подобных *псевдоконсервативных* системах потенциальная функция не непрерывна, поэтому может оказаться полезным и другой метод решения таких задач: метод временных внешних связей.

*Внутренние и внешние степени свободы и связи.* Как известно, внутренними степенями свободы называются свойства термодинамической системы, допускающие появление и изменение определенных форм движения (или условной формы энергии) внутри данной системы. Если система может взаимодействовать с внешней средой, то количество различных форм такого взаимодействия определяет число внешних степеней свободы. Число внешних степеней свободы всегда меньше или в пределе равно числу внутренних. Если число внешних степеней свободы равно нулю, то система называется внешне изолированной. Система может быть и внутренне изолированной по отношению к определенным (но не ко всем) внутренним степеням свободы.

Все формы движения связаны между собой. Однако установить, а тем более полностью описать аналитически такую связь удается не всегда. Приходится поэтому иногда пренебрегать некоторыми связями, если они не оказывают существенного влияния на физику явления. Однако более предпочтительным следует считать знание дифференциальных уравнений связей, что значительно облегчает аналитическое решение задачи. Если уравнения связей конеч-

ны и дают зависимость между некоторыми (или всеми) обобщенными координатами, то такие связи по аналогии с механикой можно именовать голономными. Если дифференциальное соотношение связи не интегрируется, то связь не является голономной. Иногда для решения задачи уравнение связи упрощают (например, линеаризуют), доводя его до интегрируемого.

Роль связей заключается в том, что они позволяют сократить число независимых переменных или обобщенных координат (такие уравнения связи в термодинамике именуется уравнениями состояния) и приводят к тому, что задача решается не в пространстве, определяемом  $n$  координатами, а в пространстве  $n - m$  координат, где  $m$  — число уравнений связи. Некоторые связи называются временными, так как проявляются (или существуют) только при определенных обстоятельствах. Если связи описываются постоянными уравнениями и характер их проявления не зависит от времени, то такие связи называют неработающими [20]. В качестве неработающих связей чаще всего выступают уравнения состояния. В предыдущем примере тяга ракеты в общем случае зависит от времени, т. е. уравнение  $R = R(t)$  можно назвать работающей связью. Надлежащий выбор обобщенных координат позволяет иногда избавиться от написания некоторых уравнений связей, т. е. упрощает задачу.

*Аналогия между механикой и термодинамикой.* В некоторых работах строго доказывается аналогия между механическими и термодинамическими системами. При этом рекомендуется использовать хорошо разработанные методы механики для изучения более сложных термодинамических систем, ибо в настоящее время еще не существует метода, дающего обобщенное решение уравнений Онзагера [9]. Действительно, основные уравнения термодинамики необратимых процессов можно представить в виде [4]

$$\begin{aligned} \mathbf{X} &= -g\alpha; \\ \dot{\alpha} &= L\mathbf{X} \end{aligned}$$

или

$$\mathbf{X} = R\dot{\alpha},$$

так как  $R = L^{-1}$ , где  $\mathbf{X}$  — вектор силы;  $g$  — транспонируемая симметричная матрица ( $g = \tilde{g}$ ), элементами которой являются взятые со знаком минус производные второго порядка от энтропии  $S = S(\alpha_n)$

$$g_{ih} = - \frac{\partial^2 S}{\partial \alpha_i \partial \alpha_h};$$

$\alpha$  — вектор состояния;  $L$  — матрица проводимости;  $R$  — матрица сопротивления.

Продифференцировав исходные уравнения по времени, имеем

$$\dot{X} = g\dot{\alpha}; \quad \dot{X} = \frac{\ddot{\alpha}}{L}.$$

Сопоставив полученные выражения с исходными, найдем

$$-X = (LgL)^{-1}\ddot{\alpha} = Rg^{-1}R\ddot{\alpha}.$$

Если теперь вспомнить, что основное уравнение ньютоновской механики имеет вид

$$F = M\ddot{r},$$

то представится очевидной следующая аналогия:

$$\begin{array}{r} F \\ M \end{array} \quad \begin{array}{r} -X \\ (LgL)^{-1} \\ r \quad \alpha \end{array}$$

$$F = M\ddot{r} \quad -X = (LgL)^{-1}\ddot{\alpha}.$$

Очень важно, что аналогия распространяется и на знаки: положительно определенная матрица  $(LgL)^{-1}$  и  $R$  (при  $|g| \neq 0$  и  $|L| \neq 0$ ) соответствуют положительной величине  $M$ .

Поскольку ранее было показано, что линейный закон Ньютона аналогичен любому другому термодинамическому линейному закону, то механическое движение может быть введено в систему линейных уравнений Онзагера. Вместе с тем из доказанной выше аналогии следует, что применение идей, развиваемых в аналитической механике, к обобщенному решению уравнений термодинамики может оказаться плодотворным. Остается только выяснить, совместимы ли эти идеи с термодинамикой по физическому смыслу.

*Функции Лагранжа и Гамильтона.* Рассмотрим прежде всего функцию Лагранжа

$$L = E_K - E_{\Pi},$$

где  $E_K = \sum_i \frac{1}{2} M_i x_i^2$  — кинетическая, а  $E_{\Pi} = E_{\Pi}(x_i)$  — потенциальная энергия системы.

Как уже отмечалось, в курсах аналитической механики [20, 49] доказывается предпочтительность применения скалярных функций  $E_K$  и  $E_{\Pi}$  (в общем случае  $L$ ) по сравнению с вектором силы  $F$ . Функцию  $L$  можно использовать для описания не только консервативных, но и неконсервативных систем, а также для систем с неизвестными или неинтегрируемыми уравнениями связей (вариационные принципы в сочетании с методами неопределенных множителей Лагранжа). Примером неконсервативной системы является движение заряженного тела в электромагнитном поле. Для этого случая функция Лагранжа



имеет вид

$$L = E_{\kappa} - q(\varphi - \mathbf{v}\mathbf{A}),$$

где  $q$  — заряд частицы;  $\varphi$  — скалярный электростатический потенциал;  $\mathbf{A}$  — векторный потенциал магнитного поля;  $\mathbf{v}$  — скорость движения тела.

Функция Лагранжа  $L$  есть обобщенный потенциал механической системы или часть полного потенциала термодинамической системы. Следует отметить, что в целом ряде задач механики нельзя пренебрегать диссипативными процессами. В связи с этим существует понятие диссипативной функции, которая зачастую вводится произвольно. Наиболее распространенный вид диссипативной функции:

$$R = \frac{1}{2} \sum_i k_i x_i^2,$$

которая иногда именуется диссипативной функцией Релея. Примером диссипативной функции является общепринятое выражение для аэродинамического сопротивления.

Введение этой (аналогичной выражению для кинетической энергии) функции оказывается возможным на основе неоднократно упоминавшегося экспериментального линейного закона зависимости диссипативной силы от производной по времени от координат:

$$F_i = -k_i \dot{x}_i,$$

где  $k_i$  — постоянные.

Короче говоря, и диссипативная функция строится на тех же принципах, которые лежат в основе термодинамики необратимых процессов. Существенным здесь является то, что введение диссипативных функций этого вида иногда может привести к неверным результатам, так как эти функции — аналоги потенциалов и служат только для определения сил сопротивления:

$$F_i = -\frac{\partial R}{\partial \dot{x}_i}.$$

В то же время некоторые виды диссипации влияют на состояние системы (переход магнитного вещества в немагнитное в результате нагрева и т. д.), что может изменить основные движущие силы. В механике эти процессы не учитываются. Для их учета пришлось бы вводить дополнительные (тоже искусственные) граничные условия или же решать обобщенную термодинамическую задачу.

Рассмотрим теперь функцию Гамильтона

$$H = \sum_i p_i \dot{q}_i - L,$$

где  $p_i$  — компоненты импульса;  $q_i$  — компоненты радиус-вектора. Эта функция, так же как и функция Лагранжа  $L$ , имеет размерность энергии. Основная ее особенность состоит в том, что она тождественно равна полной энергии замкнутой системы. Функция Гамильтона имеет большое значение для статистической и квантовой механики, так как траектории движения рассматриваемых объектов находятся не в пространстве конфигураций (определяемом в механике пространственными, а в термодинамике обобщенными координатами), а в фазовом пространстве, определяемом не только компонентами радиус-вектора, но и компонентами импульса.

Функция Гамильтона, так же как и функция Лагранжа, позволяет находить энергии без специального определения компонент силы. Кроме того, эта функция равна полной энергии системы, т. е. является ее полным потенциалом и постоянна во времени. Отметим, наконец, что в случае применения функции Гамильтона нельзя пользоваться диссипативной функцией, так как общая энергия системы должна сохраняться. При этом можно предположить, что энергия диссипации поглощается системой. Однако в механике этот прием явился бы чисто формальным, в то время как в термодинамике такой метод рассмотрения диссипативной системы физически оправдан.

Можно, таким образом, констатировать, что применение функций Лагранжа, диссипативной и Гамильтона есть не что иное, как использование энергетических принципов или принципов, лежащих в основе современной термодинамики. Это еще раз указывает на обоснованность методов термодинамики для анализа движения сложных механических систем.

### § 4.3. Вопросы теории потенциала

**Потенциал и псевдопотенциал. Обобщенная работа и обобщенный потенциал.** Как уже отмечалось, все силовые взаимодействия при термодинамическом анализе выражаются через производные от потенциальных или псевдопотенциальных, но в общем случае энергетических функций по обобщенным координатам. В связи с этим необходимо более подробно рассмотреть некоторые аспекты теории потенциалов.

Если силы, действующие на механическую систему, зависят только от координат и если существует однозначная и дважды дифференцируемая по всем ее аргументам функция

$$\Phi = \Phi(x_1, y_1, z_1, \dots, z_N, y_N, x_N),$$

такая, что проекции на координатные оси силы, действующей на точку  $M_i(x_i, y_i, z_i)$  этой системы, равны взятым со знаком минус частным производным от  $\Phi$  по координатам этой точки:

$$F_{ix} = -\frac{\partial \Phi}{\partial x_i}; \quad F_{iy} = -\frac{\partial \Phi}{\partial y_i}; \quad F_{iz} = -\frac{\partial \Phi}{\partial z_i},$$

то  $\varphi$  называется потенциальной функцией или потенциалом векторного поля  $\mathbf{F}$ . Поверхности  $\varphi = \text{const}$  называются потенциальными поверхностями. Из выражений для сил  $\mathbf{F}_i$  очевидно, что  $\varphi$  определяется с точностью до аддитивной постоянной. В более общем случае, когда для сил имеем выражения [50]:

$$F_{ix} = \mu \frac{\partial \varphi}{\partial x_i}; \quad F_{iy} = \mu \frac{\partial \varphi}{\partial y_i}; \quad F_{iz} = \mu \frac{\partial \varphi}{\partial z_i}$$

[где  $\mu = \mu(x, y, z)$  — интегрирующий множитель], функция  $\varphi$  называется псевдопотенциальной функцией или псевдопотенциалом. В обоих случаях  $\varphi = \text{const}$  есть уравнение поверхности, нормальной в данной точке к вектору напряженности поля (к силовым линиям или линиям тока).

Если  $\partial x$ ,  $\partial y$ ,  $\partial z$  — компоненты приращений геометрических координат, то, очевидно,

$$\partial \varphi = F_i \partial r$$

есть приращение работы. Ранее было отмечено, что координата может быть обобщенной, т. е. она не обязательно выражает перемещение в пространстве. Тем не менее функция  $\varphi$  всегда означает обобщенную работу — в этом и состоит физическое определение потенциала. Следует, правда, оговориться, что удобство применения потенциальных функций иногда вынуждает пользоваться фиктивными потенциалами — потенциалом скоростей, потенциалом возмущений, комплексным потенциалом и т. д. [51—54], но такие потенциалы в нашем анализе, естественно, фигурировать не будут.

Обычно потенциальные функции  $\varphi$  служат для характеристики консервативных систем, однако при наличии соответствующих дифференциальных уравнений связи

$$\varphi_i = \varphi_i(r_i)$$

эта функция может быть обобщена и на неконсервативные системы. Примером неконсервативной системы можно считать полет ракеты под действием тяги  $R$ . Чтобы тягу выразить через тяговый потенциал  $\varphi_T$ , необходимо знать зависимость

$$\varphi_T = \varphi_T(r, \dot{r}, t),$$

тогда будем иметь

$$R = R\left(\frac{\partial \varphi_T}{\partial r}, \frac{\partial \varphi_T}{\partial \dot{r}}, \frac{\partial \varphi_T}{\partial t}\right).$$

В частности, для ракет с двигательными установками, использующими только внутренние ресурсы, но имеющими возможность регулировать тягу, с большой степенью точности можно принять

$$R = \frac{\partial \varphi_T}{\partial t}.$$

Если же используется воздушно-реактивная двигательная установка или в тягу включается аэродинамическое сопротивление, то необходимо брать

$$R = R \left( \frac{\partial \varphi_T}{\partial H}, \frac{\partial \varphi_T}{\partial v}, \frac{\partial \varphi_T}{\partial t} \right),$$

где  $H$  — высота;  $v$  — скорость полета.

Определение скалярной функции  $\varphi_T$  для двигательной установки в настоящее время заменяется использованием расчетных или экспериментальных зависимостей типа

$$R = R(H, v, t).$$

Эти зависимости не дают возможности проводить обобщенный анализ, но позволяют сравнивать двигательные установки между собой после детальных баллистических расчетов.

**Ньютоновский потенциал и его свойства.** Потенциал поля в точке  $X$ , создаваемого массой, распределенной с плотностью  $\rho$  в объеме  $V$ , определяется с точностью до множителя выражением

$$\varphi(X) = \int \int \int_V \frac{\rho}{r} dV$$

и называется ньютоновским потенциалом [55]. Здесь  $r$  — расстояние между точками  $x$  и  $\xi$ , причем  $\xi \in V$ . Частным случаем ньютоновского потенциала является потенциал тяготеющей массы

$$\varphi(X) = -\gamma \int \int \int_V \frac{\rho}{r} dV,$$

где  $\gamma$  — гравитационная постоянная.

Знак минус указывает на определенный характер взаимодействия — притяжение. Если рассматривается кулоновский потенциал, то в случае одноименных зарядов перед интегралом должен стоять знак плюс.

Наиболее распространенная задача — определение потенциала для тел произвольной формы и состава. Состав тела задается функцией

$$\rho = \rho(r),$$

причем ее определение часто представляет большие неудобства, тем более что  $\rho$  в различных областях может менять знак. Форма тела также значительно влияет на вид потенциальной функции, определяемой вблизи тела. В силу этих причин потенциальная функция  $\varphi(X)$  обычно представляется довольно сложно — в виде бесконечно сходящегося ряда. Основанием для этого служит гармоничность функции  $1/r$ . Некоторые задачи, однако, не требуют точного определения  $\varphi(X)$ , так как простая, но приближенная формула дает очень большую точность. Например, если поместить центр тяжести тела произвольной формы и состава

в начало координат и рассматривать его гравитационный потенциал в точке, расположенной вне области, занятой телом, то хорошим приближением (с точностью до членов  $1/r^3$ ), особенно если расстояние от точки до тела больше поперечных размеров последнего, будет формула

$$\varphi(X) = \frac{M}{r^2},$$

где  $M$  — масса тела;  $r$  — расстояние от центра тяжести тела до точки, в которой отыскивается потенциал. В этом случае формула совпадает со значением потенциала тяготения точечной массы.

Важнейшие свойства ньютоновского потенциала следующие.

1. Если плотность  $\rho$  — ограниченная функция с непрерывными первыми производными, убывающая на бесконечности не медленнее, чем по закону  $\frac{1}{|\xi|^2}$ , причем  $|\xi|^2 = \xi_1^2 + \xi_2^2 + \xi_3^2$ , то ньютоновский потенциал удовлетворяет уравнению Пуассона

$$\Delta\varphi = -\rho$$

и имеет непрерывные первые и вторые производные. Первые производные могут быть получены дифференцированием под знаком интеграла [56, 57].

2. Если  $X \in R - V$ , где  $R$  — все пространство, а  $V$  — объем тела, то подынтегральная функция непрерывна и дифференцируема (под знаком интеграла) по координатам точки  $X$  неограниченное число раз. Вне области расположения масс (зарядов) ньютоновский потенциал является гармонической функцией и удовлетворяет уравнению Лапласа

$$\Delta\varphi = 0$$

или

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_1^2} + \dots + \frac{\partial^2\varphi}{\partial x_n^2} = 0.$$

Основные свойства этого уравнения и методы его решения подробно рассмотрены в работе [41], а методы решения уравнения Пуассона в применении к различным физическим задачам в работе [55].

**Особенности скалярного потенциала.** Если поле в какой-либо точке пространства характеризуется одной-единственной величиной, то такое поле называется скалярным. Характеристикой скалярного поля служит скалярный потенциал. Если поле определяют два параметра — величина и направление, — то оно называется векторным и имеет векторный потенциал. Любое векторное поле, согласно теореме Гельмгольца [50], может быть представлено суммой

$$\mathbf{F} = \text{grad } \varphi + \text{rot } \mathbf{A},$$

где  $\varphi$  — скалярный;  $\mathbf{A}$  — векторный потенциал поля.

*Электростатический потенциал.* Электростатическое поле, так же как магнитное и гравитационное, — векторное. Оно может описываться скалярным потенциалом, потому что определяется эквипотенциальными поверхностями (поверхности уровня).

Что касается направления, то оно задается знаком  $\rho$  и не требует специального рассмотрения векторного потенциала  $A$ .

Именно поэтому основная задача электростатики — отыскание одной скалярной функции — потенциала  $\varphi$ , который связан с напряженностью поля соотношением

$$E = -\text{grad } \varphi.$$

Если теперь написать уравнение Максвелла

$$\text{div } D = \text{div } \epsilon E = \rho,$$

то можно из совместного рассмотрения этих уравнений доказать, что электростатический потенциал удовлетворяет упомянутому выше уравнению Пуассона

$$\Delta \varphi = -\frac{\rho}{\epsilon}.$$

Очевидно, что в тех точках пространства, где зарядов нет ( $\rho = 0$ ), это уравнение упрощается и принимает вид

$$\Delta \varphi = 0,$$

т. е. преобразуется в уравнение Лапласа.

Математически основная задача электростатики заключается в том [57], что требуется найти функцию  $\varphi$ , удовлетворяющую уравнению

$$\Delta \varphi = 0$$

всюду вне заданной системы физических тел, которая обращается в нуль на бесконечности и принимает заданное значение  $\varphi_i$  на поверхностях проводников. В математических курсах [41] доказывается единственность решения этой задачи (первая краевая задача для уравнения Лапласа).

Обратная задача, также имеющая единственное решение [57], отличается от первой только тем, что функция  $\varphi$  должна принимать на поверхности проводников  $S_i$  некоторые постоянные значения  $\varphi_{s_i} = \text{const}$  и удовлетворять интегральному соотношению

$$\oint \frac{\partial \varphi}{\partial n} \partial \rho_{\Pi} = \frac{Q_i}{\epsilon},$$

где  $n$  — нормаль к поверхности  $S_i$ ;  $\rho_{\Pi}$  — поверхностная плотность зарядов;  $Q_i$  — полный заряд  $i$ -го проводника.

Из единственности решения этих задач следует, что потенциал уединенного проводника прямо пропорционален его заряду:

$$Q = C\varphi.$$



где  $\rho_{V_0}$  — плотность заряда в начальный момент времени;  $\frac{\sigma}{\varepsilon\varepsilon_0}$  — время релаксации.

Релаксационные явления (см. гл. 3) могут быть реализованы практически. Если, например, заряженное тело движется вдоль плоскости диэлектрика (такой случай может возникнуть при взлете заряженного электростатическим электричеством корабля, которому необходим горизонтальный разгон), то в результате индукции это тело будет притягиваться к диэлектрику с силой

$$F = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1} \cdot \frac{Q^2}{16\pi h^2 \varepsilon_0},$$

где  $Q$  — заряд тела;  $h$  — вертикальное расстояние от поверхности плоского диэлектрика до тела.

Эта формула верна только в том случае, если заряд на диэлектрике наводится мгновенно. На самом же деле отраженный заряд не будет равен заряду тела, поэтому силу притяжения можно представить в первом приближении (считая, что отражение остается зеркальным) следующим образом:

$$F = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1} \cdot \frac{Q^2}{16\pi h^2 \varepsilon_0} \left(1 - e^{-\frac{\sigma}{\varepsilon\varepsilon_0} t}\right).$$

Теперь задача сводится к определению времени релаксации  $\frac{\sigma}{\varepsilon\varepsilon_0}$ , которое должно меняться при изменении скорости относительного движения тела.

До сих пор предполагалось, что скорость распространения электростатического взаимодействия бесконечно велика. На самом же деле даже в вакууме она не превышает скорости света  $c$ . Для реальных веществ скорость электростатического влияния

$$c_3 = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}},$$

где  $\varepsilon = \varepsilon_0\varepsilon_r$  — диэлектрическая, а  $\mu = \mu_0\mu_r$  — магнитная проницаемость, причем  $\varepsilon_r$  и  $\mu_r$  — относительные проницаемости. Из этой формулы видно, что действие потенциала запаздывает на время

$$t_3 = \frac{d}{c_3}.$$

Следует отметить, что высказанные здесь положения применены к скалярным потенциалам другого типа. Выше говорилось, что скалярным потенциалом описывается ньютоновское гравитационное поле. Известно, что на значительном удалении от источника магнитного поля (диполь, виток с током и т. д.) можно использовать понятие скалярного (а не векторного, как обычно) магнитного потенциала [48]. Для скалярных потенциалов справедливы все замечания относительно запаздывания и релаксации. Запаздывание может наблюдаться и для гравитационного взаимодействия,



что будет иметь немаловажное значение при полетах со скоростью, почти равной скорости света вблизи больших космических масс. До последнего времени, правда, еще окончательно не выяснен вопрос о скорости распространения гравитации. Если в свое время Пуанкаре и Лаплас считали [58], что скорость распространения гравитации на несколько порядков превышает скорость света, то появление теории относительности ограничило эту скорость световой [59]. Окончательно решить вопрос можно только после соответствующих экспериментов [60], которые уже проектируются.

**Обобщенная сила, обобщенные и фиктивные координаты.** Предположим, что известны обобщенные силы  $F_n$ , зависящие только от обобщенных координат  $q_n$ . Признаком потенциальности этих сил (дающим право применить к ним теорию потенциала) будет выполнение условия [49]

$$\frac{\partial F_s}{\partial q_k} = \frac{\partial F_k}{\partial q_s},$$

где  $k$  и  $s = 1, 2, 3$ .

При выполнении этих условий элементарная работа есть полный потенциал от некоторой функции координат:

$$dL = - \sum_{s=1}^n \frac{d\Phi'}{dq_s} = - \sum_{s=1}^n \frac{\partial \Phi'}{\partial q_s} dq_s.$$

Если функция  $\Phi'$  (она была ранее названа обобщенным термодинамическим потенциалом) однозначно определена, то и силы определяются однозначно (так как силы предполагаются потенциальными)

$$F_s = - \frac{\partial \Phi'}{\partial q_s}.$$

В некоторых случаях можно указать локальные области, в которых условие потенциальности сил не соблюдается, причем наиболее часто в качестве такой области выступает начало координат и реже так называемые области перенастройки (например, отсечка двигателя, отделение ступени, перекладка рулей, включение двигателя и т. д.).

Когда декартовы координаты связаны с обобщенными нестационарно, можно рассматривать обобщенный потенциал  $\Phi'$  в пространстве Минковского

$$\Phi' = \Phi'(q_1, \dots, q_n, t),$$

в котором время является равноправной обобщенной координатой.

Если сила явно зависит от времени (скажем, тяга регулируемых двигателей), то обобщенный потенциал равен

$$\Phi'(r, t) = -F(t)r.$$

В этом случае работа сил на действительном перемещении выразится через  $\Phi'$  следующим образом:

$$dL = \sum_{s=1}^n F_s dq_s = - \sum_{s=1}^n \frac{\partial \Phi'}{\partial q_s} dq_s = -d\Phi' + \frac{\partial \Phi'}{\partial t} dt.$$

Это выражение, в частности, показывает, что работа в данном случае не является полным дифференциалом.

**Кинетические потенциалы.** Уравнение Лагранжа для консервативных систем. Обычно  $L$  — функция обобщенных скоростей (производных по времени от обобщенных координат), обобщенных координат и времени:

$$L(\dot{q}_1, \dots, \dot{q}_n; q_1, \dots, q_n; t) = E_K - E_{\Pi}.$$

Функцию Лагранжа  $L$  называют иногда кинетическим потенциалом [49], хотя в принципе кинетическим потенциалом можно называть и такой фиктивный потенциал, как скорость, по которому определяются кинетические параметры движения.

Наиболее распространенный вид замкнутых систем — консервативные системы, для которых основное (или центральное) уравнение Лагранжа

$$\frac{d}{dt} \sum_{s=1}^n p_s \delta q_s = \delta E_{\Pi} + \sum_{s=1}^n F_s \delta q_s$$

может быть записано в виде

$$\frac{d}{dt} \sum_{s=1}^n p_s \delta q_s = \delta L,$$

так как силы для таких систем потенциальны.

В этих уравнениях  $p_s$  — обобщенные импульсы

$$p_s = \frac{\partial E_K}{\partial \dot{q}_s},$$

где  $E_K$  — кинетическая энергия системы

$$E_K = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n M_i v_i^2.$$

Уравнение Лагранжа — одно из основных уравнений механики, однако его можно рассматривать и как частный случай обобщенного термодинамического описания системы  $n$  тел в пространстве конфигураций  $s$ -измерений.

**Потенциальные функции и их значение.** Применение потенциалов, как правило, оправдывается там, где они сводят задачу к решению уравнений Лапласа или Пуассона. В некоторых слу-

чаях введение потенциальных функций не упрощает решения задачи, но зато облегчает понимание ее физического смысла, что позволяет находить методы приближенного решения или качественной оценки. Чаще всего это встречается при введении псевдопотенциала для непотенциальных сил в неконсервативных системах.

Очень важным свойством потенциальных функций является то, что их можно рассматривать как термодинамические функции состояния. Эти функции аддитивны и имеют полный дифференциал, что, в свою очередь, означает возможность введения полного термодинамического потенциала. В предыдущих разделах речь шла только лишь о скалярных слагаемых полного потенциала (этого, впрочем, уже достаточно для решения многочисленных задач). Отметим теперь, что в качестве слагаемых полного потенциала могут выступать и векторные потенциалы.

*Полный потенциал.* Если поле векторное, то для полного его описания необходимы как скалярные, так и векторные потенциалы. Согласно теореме Гельмгольца, доказательство которой приводится почти во всех курсах электродинамики [50], любое векторное поле  $\vec{F}$ , если оно непрерывно и однозначно обращается в нуль на бесконечности, можно представить в виде суммы

$$\mathbf{F} = \text{grad } \varphi + \text{rot } \mathbf{A},$$

причем

$$\text{div } \mathbf{A} = 0,$$

где  $\varphi$  — скалярный;  $\mathbf{A}$  — векторный потенциалы поля.

Типичным, но более частным случаем векторного поля является магнитное, которое, как уже отмечалось, требует для своего полного описания применения векторного потенциала, хотя на значительном удалении от источника магнитного поля можно применить для его описания скалярный потенциал.

Основная формула магнитного поля связывает напряженность поля с током в произвольном замкнутом контуре:

$$\mathbf{H} = \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{j\mathbf{R}}{R^3} dV,$$

где  $j$  — плотность тока;  $\mathbf{R}$  — расстояние от точки наблюдения до элемента с током;  $dV$  — элемент объема проводника. Напомним, что соответствующее выражение для линейного, т. е. не имеющего объема, проводника выражает известный закон Био — Савара — Лапласа.

Из этой формулы можно получить следующее выражение:

$$\mathbf{H} = \frac{1}{4\pi} \int_V \text{rot} \left( \frac{j}{R} \right) dV.$$

Операция  $\text{rot}$  и интегрирование независимы, так как дифференцирование  $\text{rot}$  производится по координатам точки наблюдения,

а интегрирование — по объему проводника. Следовательно,

$$\mathbf{H} = \text{rot} \left( \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{j}{R} dV \right).$$

Положив

$$\mathbf{A} = \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{j}{R} dV,$$

имеем

$$\mathbf{H} = \text{rot} \mathbf{A}.$$

Иначе говоря, напряженность магнитного поля может быть представлена в виде векторного потенциала.

*Векторный потенциал и его особенности.* Если пренебречь поперечным сечением проводника с током и учесть  $\mu$ , то

$$\mathbf{A} = \frac{\mu I}{4\pi} \int_L \frac{dl}{R},$$

где  $dl$  — элемент длины проводника.

Интересно сопоставить векторный потенциал магнитного поля  $\mathbf{A}$  со скалярным потенциалом  $\varphi$  электростатического:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon} \int_V \frac{\rho \mathbf{R}}{R^3} dV; \quad \mathbf{H} = \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{|i \mathbf{R}|}{R^3} dV;$$

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon} \int_V \frac{\rho dV}{R}; \quad \mathbf{A} = \frac{\mu}{4\pi} \int_V \frac{j dV}{R};$$

$$\mathbf{E} = \text{grad} \varphi, \quad \mathbf{H} = \frac{1}{\mu} \text{rot} \mathbf{A}.$$

Векторный потенциал (как и скалярный) очень широко применяется при анализе различных векторных полей. Этот потенциал также удовлетворяет уравнению Пуассона. В частности, для магнитного поля имеем

$$\Delta \mathbf{A} = -\mu \mathbf{j}.$$

Если учесть граничные условия, то система уравнений, однозначно определяющая магнитное поле постоянных токов, будет следующей:

$$\begin{aligned} \text{rot} \mathbf{H} &= \mathbf{j}; & \text{Rot} \mathbf{H} &= i; \\ \text{div} \mathbf{H} &= 0; & \text{Div} \mathbf{H} &= 0. \end{aligned}$$

Для ее решения необходимо знать распределение объемных  $j$  и поверхностных  $i$  токов, а  $\mathbf{H}R^2$  при  $R \rightarrow \infty$  должно быть конечным. При наличии поверхностных токов  $i$  справедливы выражения

$$\mathbf{H} = \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{|i \mathbf{R}|}{R^3} dV + \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{|i \mathbf{R}|}{R^3} dS;$$

$$\mathbf{A} = \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{j}{R} dV + \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{i}{R} dS.$$

Кроме векторного потенциала  $\mathbf{A}$  теория магнитного поля оперирует потенциальной функцией системы токов [28]. Эта функция по физическому смыслу аналогична термодинамическому потенциалу, так как представляет собой работу пондеромоторного взаимодействия контуров с током, а также взаимодействия внутри каждого контура в отдельности. Если, например, имеется два контура с током, то их общая потенциальная функция (потенциальная энергия, или полный термодинамический потенциал) определяется выражением

$$\Phi' = \Phi'_{11} + \Phi'_{12} + \Phi'_{22} = \frac{1}{2} L_{11} I_1^2 + L_{12} I_1 I_2 + \frac{1}{2} L_{22} I_2^2$$

или в общем случае (поскольку  $L_{12} = L_{21}$ )

$$\Phi' = \frac{1}{2} \sum_i \sum_k L_{ik} I_i I_k + \frac{1}{2} \sum_i L_{ii} I_i^2.$$

В этих выражениях  $L_{ik}$  — коэффициенты индукции (при  $i = k$  — самоиндукции, а при  $i \neq k$  — взаимной индукции). Для линейных контуров при  $i \neq k$  имеем

$$L_{ik} = L_{ki} = \frac{\mu}{4\pi} \oint_{L_i} \oint_{L_k} \frac{dj_k dj_i}{r}.$$

Даже беглый взгляд на эти выражения заставляет вспомнить соотношения Онзагера и предположить, что они справедливы не только для скалярных, но и для векторных потенциалов типа магнитного. И действительно, в самое последнее время Де Гроот включил магнитное поле в термодинамику необратимых процессов, т. е. в уравнения Онзагера [61].

Полный потенциал магнитного поля выражается через векторный следующим образом:

$$\begin{aligned} \Phi' = \Phi'_{11} + \Phi'_{12} + \Phi'_{22} = & \frac{1}{2} \int_{V_1} \mathbf{A}_1 j_1 dV + \frac{1}{2} \int_{V_1} \mathbf{A}_2 j_1 dV + \\ & + \frac{1}{2} \int_{V_2} \mathbf{A}_1 j_2 dV + \frac{1}{2} \int_{V_2} \mathbf{A}_2 j_2 dV. \end{aligned}$$

Поскольку векторный потенциал  $\mathbf{A}$  аддитивен, имеем

$$\Phi' = \frac{1}{2} \int_{V_1} \mathbf{A} j_1 dV + \frac{1}{2} \int_{V_2} \mathbf{A} j_2 dV = \frac{1}{2} \int_V \mathbf{A} j dV.$$

Все эти замечания показывают, что при решении задач, связанных с векторными полями, придется иметь дело не со скалярным, а с векторным уравнением Лапласа. Это уравнение однородное. Для решения неоднородного уравнения (типа уравнения Пуассона) опять-таки требуется знать методы решения уравнения Лапласа, поскольку оно является левой частью уравнения Пуас-

сона. Решение уравнения Лапласа используется и в том случае, если задача описывается, например, векторным уравнением Гельмгольца [50], так как последнее с помощью преобразований Лапласа приводится к уравнению Лапласа.

Такую большую популярность уравнения Лапласа можно объяснить удобством потенциальной функции или потенциала. Математическая теория обобщенных тепловых потенциалов начала развиваться еще в начале XX века [67, 68]. Следует отметить справедливость этой теории и для обобщенных термодинамических потенциалов, так как в ней использовалась применимость ньютоновского потенциала к задачам теплопроводности. Теперь же известно, что аналогичные линейные свойства имеют и другие процессы переноса.

С помощью методов теории обобщенных потенциалов удалось решить ряд задач, сводимых к системам параболических дифференциальных уравнений [62]. Несколько ранее этими же методами был решен целый класс краевых задач для одиночных уравнений второго порядка с переменными коэффициентами, зависящими от пространственных и временной координат и от неизвестной функции [63, 64]. Эти работы могут быть полезны и для исследования задачи по определению эффективности космических тяговых систем, использующих внешнюю среду, причем в качестве неизвестной функции лучше всего брать тягу, развиваемую за счет внутренних (бортовых) ресурсов реактивной массы и энергии. С помощью этого же метода потенциалов были решены системы эллиптических уравнений произвольного порядка в  $n$ -мерном пространстве (в общем случае — с переменными коэффициентами [65]).

*Скалярный и векторный потенциалы как слагаемые решения векторных уравнений.* Поскольку основой для многих математических построений, связанных с теорией обобщенного потенциала, является уравнение Лапласа, остановимся на некоторых особенностях его обобщенного решения.

Прежде всего отметим, что векторное решение этого уравнения можно разделить на скалярную (продольную) и векторную (поперечную) части:

$$\mathbf{F} = F_{\text{прод}} + \mathbf{F}_{\text{попер}},$$

где

$$F_{\text{прод}} = \text{grad } \varphi; \quad \mathbf{F}_{\text{попер}} = \text{rot } \mathbf{A},$$

причем обычно принимается, что

$$\text{rot } F_{\text{прод}} = 0; \quad \text{div } \mathbf{F}_{\text{попер}} = 0.$$

Такое разделение общего решения позволяет, во-первых, выразить его в виде трех скалярных решений (вектор  $\mathbf{A}$  описывается двумя скалярами), а во-вторых, приводит к наиболее

простому оперированию с граничными условиями, которые обычно накладываются на скалярную и векторную части отдельно. Как следствие этого обстоятельства выступает очень важная возможность раздельного решения многих векторных уравнений (Лапласа, Пуассона, Гельмгольца и т. д.). Подробный анализ некоторых методов решения, а точнее, методов нахождения векторной составляющей в решениях векторных уравнений, приведен в книгах [50]. Ограничимся только одним примером, который чаще встречается в практических случаях. Речь идет о силе, действующей на заряд, помещенный в электромагнитное поле:

$$\mathbf{F} = \rho_V \mathbf{E} + [\mathbf{j} \times \mathbf{B}].$$

Прежде всего заметим, что для полного описания классического электромагнитного поля «сглаженных» зарядов (когда не учитываются микросвойства зарядов) необходимо к этому уравнению добавить уравнения Максвелла (часть этих уравнений уже фигурировала в предыдущих разделах):

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{j}; & \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}; \\ \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0; & \operatorname{div} \mathbf{D} &= \rho_V; \\ \mathbf{B} &= \mu \mathbf{H}; & \mathbf{D} &= \varepsilon \mathbf{E}; \\ \mathbf{j} &= \sigma \mathbf{E}. \end{aligned}$$

С учетом зависимости от времени имеем

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\operatorname{rot} \left( \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right),$$

причем, как всегда,

$$\mathbf{B} = \operatorname{rot} \mathbf{A}$$

или

$$\operatorname{rot} \left[ \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right] = 0.$$

Известно, что вектор, для которого  $\operatorname{rot}$  равен нулю, может быть получен из скаляра. Вспомним определение электростатического скалярного потенциала:

$$\mathbf{E} = -\operatorname{grad} \varphi,$$

где  $\varphi$  — скалярный потенциал, или в общем виде

$$\mathbf{E} = -\operatorname{grad} \varphi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}. \quad (4.1)$$

Учитывая все сказанное выше, можно записать (при условии, что  $\varepsilon$  и  $\mu$  постоянные) для  $\operatorname{rot} \mathbf{H}$  следующее выражение:

$$\frac{1}{\mu} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{A} = -\varepsilon \left[ \operatorname{grad} \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} \right] + \mathbf{j} \quad (4.2)$$

или

$$\Delta \mathbf{A} = \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = \text{grad} \left[ \text{div} \mathbf{A} + \varepsilon \mu \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right] - \mu \mathbf{j}.$$

В последнем уравнении можно положить

$$\text{div} \mathbf{A} = -\varepsilon \mu \frac{\partial \varphi}{\partial t}. \quad (4.3)$$

Наконец, исходное уравнение для определения скалярного потенциала можно получить, подставляя  $\mathbf{E}$  и  $\text{div} \mathbf{A}$  из уравнений (4.1) и (4.3) в выражение для  $\text{div} \mathbf{D}$ :

$$\Delta \varphi - \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -\frac{\rho_V}{\varepsilon}.$$

Уравнение для определения векторного потенциала получим из выражения (4.2) при выполнении условия (4.3):

$$\Delta \mathbf{A} - \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\mu \mathbf{j}.$$

Имеем, таким образом, два уравнения, с помощью которых, зная объемную плотность зарядов  $\rho_V$  и плотность тока  $\mathbf{j}$ , можно определить скалярный  $\varphi$  и векторный  $\mathbf{A}$  потенциалы, т. е. электромагнитное поле. Если  $\rho_V$  и  $\mathbf{j}$  равны нулю, то два последних уравнения будут волновыми, причем волновая скорость  $c \sqrt{\frac{1}{\varepsilon \mu}}$  (в гауссовых единицах) или  $c \sqrt{\frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon_r \mu_0 \mu_r}}$  (в международной системе единиц) превращается в вакууме ( $\varepsilon = \mu = 1$ ) в скорость света. В соответствии с двумя аддитивными членами решения векторного уравнения волны, связанные с  $\varphi$ , называются продольными, а волны, связанные с  $\mathbf{A}$ , — поперечными.

**Асимптотическое представление потенциала.** Ранее было отмечено, что наиболее простое приближение для ньютоновского потенциала тел произвольной формы и состава получается в том случае, если точка, в которой ищется потенциал, достаточно удалена от тела. Иногда приходится определять потенциал в точке, расположенной близко к телу или находящейся внутри него. Последний случай, например, имеет место, когда «пробный» заряд взаимодействует с облаком заряженных частиц, находясь внутри этого облака.

Рассмотрим сначала пример, когда точка, в которой отыскивается потенциал, расположена близко к телу, создающему этот потенциал. Пусть  $M'(x', y', z')$  — любая точка тела  $T$ . Плотность этого тела  $\rho(x', y', z')$  — непрерывная функций координат. Точка наблюдения  $M(x, y, z)$  отстоит от  $M'$  на расстоянии  $R$ . Если теперь обозначить  $r_1$  расстояние от произвольной точки  $O \in T$  до точки  $M'$  и  $r$  — расстояние от  $O$  до  $M$ , то можно написать



разложение объемного потенциала в ряд [57]:

$$\begin{aligned}\Phi' &= \int_{V_T} \frac{\rho dV}{d} = \frac{1}{r} \int_{V_T} \rho \sum_{n=0}^{\infty} \alpha^n P_n(\mu) dV = \\ &= \Phi'_1 + \Phi'_2 + \Phi'_3 + \dots = \frac{1}{r} \int_{V_T} \rho dV + \frac{1}{r^2} \int_{V_T} \rho r_1 P_1(\mu) dV + \\ &\quad + \frac{1}{r^3} \int_{V_T} \rho r_1^2 P_2(\mu) dV + \dots,\end{aligned}$$

где  $d = \frac{r_1}{r}$ , а  $P_n(\mu)$  — полиномы Лежандра  $n$ -го порядка ( $\mu$  — косинус угла между отрезками  $r_1$  и  $r$ ).

Известно, что первый член разложения дает

$$\Phi' \approx \frac{M}{r},$$

где  $M$  — общая масса тела  $T$ .

Учет второго и последующих членов разложения необходим для подробного анализа возмущений орбит искусственных спутников, находящихся на низких орбитах [66]. Для анализа эффективности обычных тяговых систем и для обычных расчетов траекторий ограничиваются, как правило, только первым членом [67]. Следует отметить, что возможность разложения потенциала в ряд позволяет решать обратную задачу: по измеренным в некоторых точках потенциалам и найденным с их помощью постоянным коэффициентам разложений можно описать общую характеристику тела (т. е. указать массу, расположение центра тяжести и т. д.), в том числе определить его общий потенциал. Иногда может оказаться, что  $r_1 > r$ . При этом вид разложения сохраняется, но  $d = \frac{r}{r_1}$  [68].

Асимптотическое выражение потенциалов позволяет приближенно, но с заранее заданной точностью находить силовые функции, в то время как аналитическая силовая функция в общем случае притяжения двух конечных тел неправильной геометрической формы выразится шестикратным интегралом, причем, как правило, ни одно из интегрирований не выполнимо [68]. Это, естественно, исключает точный аналитический метод. Если даже в случае гравитационного притяжения двух сферических масс аналитическое решение выглядит довольно просто, то уже электростатическое притяжение или отталкивание таких же сферических тел не является простой задачей, а требует также асимптотического описания [27].

Асимптотический метод определения потенциалов теснейшим образом связан с теорией сферических функций. С элементами этой теории можно ознакомиться в работах [69—71]. Существует несколько возможных вариантов разложения потенциалов в бес-

конечно сходящийся ряд, но разложение по сферическим функциям наиболее удобно, поэтому остальные методы почти не получили практического применения.

Заметим теперь, что в общем случае тело может обладать несколькими видами потенциалов, например гравитационным, электростатическим, магнитным и т. д.

Теория суммируемости различных потенциалов в последнее время успешно разрабатывается [72].

*Свойства внутренних потенциалов.* Перейдем теперь к рассмотрению потенциала в точках, принадлежащих телу  $T$ . Уже отмечалось, что потенциал внутри тела  $T$  удовлетворяет уравнению Пуассона

$$\Delta\Phi = -\rho.$$

Наиболее просто потенциал внутри тела определяется в том случае, если это тело имеет форму шара радиусом  $R$  и массой  $M$ :

$$\Phi = \gamma \frac{mM}{R^3} \left( \frac{3R^2}{2} - \frac{r^2}{2} \right),$$

где  $\gamma$  — гравитационная, а вообще говоря, некоторая постоянная;  $m$  — масса притягиваемой точки. Иначе говоря, шар притягивает тело, находящееся внутри его, так, как если бы вся масса шара была сосредоточена в его центре. При этом предполагается, что не существует эффектов экранирования. Это справедливо только для гравитации (да и то требует уточнения) [58].

В случае произвольных тел определить потенциал в общем случае довольно сложно. Существуют, однако, определенные положения (характеристические свойства), которые позволяют выявить некоторые общие свойства внутренних потенциалов [68] для тела конечных размеров и непрерывной плотности, если притягиваемая точка лежит внутри тела или на его поверхности:

а) силовая функция (потенциал) конечна, однозначна и непрерывна;

б) составляющие силы притяжения также конечны, однозначны и непрерывны;

в) справедливы формулы

$$F_x = \frac{\partial\Phi}{\partial x}; \quad F_y = \frac{\partial\Phi}{\partial y}; \quad F_z = \frac{\partial\Phi}{\partial z},$$

определяющие компоненты силы взаимодействия;

г) составляющие силы притяжения материальной точки, действующей на это тело, и составляющие момента силы притяжения относительно точки, жестко связанной с телом, конечны, непрерывны и однозначны;

д) формулы для составляющих силы взаимодействия, действующей со стороны точки на тело, и составляющих момента

этой силы

$$F_{\theta} = \frac{\partial \Phi}{\partial \xi}; \quad F_H = \frac{\partial \Phi}{\partial \eta}; \quad F_Z = \frac{\partial \Phi}{\partial \zeta},$$
$$L_{\varphi} = \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi}; \quad L_{\psi} = \frac{\partial \Phi}{\partial \psi}; \quad L_{\nu} = \frac{\partial \Phi}{\partial \nu},$$

остаются такими же, как и для точки вне тела;

е) если плотность тела имеет непрерывные частные производные первого порядка, то в каждой внутренней точке тела силовая функция (потенциал) удовлетворяет уравнению Пуассона.

Следует отметить, что все сказанное, за исключением пункта е), справедливо и для точки, лежащей вне тела. Кроме того, если потенциал внутри тела может иметь максимум и не может иметь минимума, то вне тела он не может иметь ни максимума, ни минимума.

Задачи по определению внутренних потенциалов, как правило, очень сложны, так как не существует общего метода их решения. Более разнообразны также и граничные условия. Все это заставляет по-разному подходить к определению внутренних потенциалов в каждом конкретном случае. Работа [73], например, служит хорошей иллюстрацией того, как важно правильно задать граничные условия для нахождения необходимых потенциалов, в данном случае электростатического и магнитного.

#### § 4.4. Принципы обобщенного термодинамического анализа космических тяговых систем

**Полезный груз и тяговая система. Постановка общей задачи.** Напомним, что под полезным грузом условились понимать такой объект, который непосредственно предназначен для выполнения космической задачи. Тяговой системой называется устройство, предназначенное для доставки полезного груза в заданную точку пространства или для сообщения ему заданных кинетических параметров. Тяговую систему вместе с полезным грузом будем называть космической системой или космическим кораблем.

При этом можно исходить из очевидного предположения, что расходование бортовой массы есть в общем случае непосредственная и непроизводительная потеря энергии космической системы, так как

$$M_{\sigma} = \frac{E_{\sigma}}{c^2}.$$

Если рассматривать современные космические полеты в рамках такого энергетического анализа, то станет ясно, насколько они малоэффективны. Суммарная кинетическая энергия, сообщенная полезному грузу при разгоне, маневрировании и торможении,

составляет миллионные доли процента от энергетического эквивалента сброшенной массы.

Полезный груз, рассматриваемый при анализе как основной объект переноса, может быть в принципе различным: твердым, жидким, газообразным, причем он может и не размещаться в контейнерах. Это создает большое разнообразие возможных космических операций, что не только будет оправдывать, но и подчас сделает необходимым общий термодинамический анализ задачи, в которой полезный груз является основным объектом переноса. Такой анализ необходим еще и потому, что иногда следует не только учитывать, но и полезно использовать разнообразные факторы космического пространства. В обычных анализах они либо не учитываются, либо рассматриваются изолированно один от другого [74].

Для решения термодинамической задачи необходимо иметь, во-первых, уравнения законов сохранения (массы, энергии, импульса), во-вторых, уравнение второго начала термодинамики (уравнение Гиббса), комбинируя которое с первыми тремя уравнениями, можно получить одно общее уравнение переноса энтропии, и в-третьих, уравнения феноменологических законов переноса, согласно которым компоненты потоков линейно связаны с компонентами термодинамических движущих сил. Могут потребоваться также соотношения взаимностей Онзагера. Такая система уравнений совместно с уравнениями связей и граничными условиями позволяет получить полное термодинамическое решение поставленной задачи, т. е. определить изменение во времени всех локальных термодинамических переменных. Понятие «локальный» означает, что физические функции термодинамической системы предполагаются непрерывными по координатам и во времени.

Рассмотрим исходные уравнения более подробно. Прежде всего перепишем полученное ранее уравнение переноса энтропии в виде

$$\frac{d(\bar{S}/V)}{dt} = -\operatorname{div} \left[ \frac{1}{T} \left( \mathbf{j}_q - \sum_k \mu_k \mathbf{j}_k \right) + \frac{\bar{S}}{V} \mathbf{v} \right] + \\ + \frac{1}{T} \left\{ -\mathbf{j}_{q_b} \frac{\operatorname{grad} T}{T} + \sum_k \mathbf{j}_k \left[ \mathbf{F}_k - T \operatorname{grad} \left( \frac{\mu_k}{T} \right) \right] - \sum_k \mu_k \nu_k v_0 \right\},$$

где  $\bar{S}/V$  — средняя объемная концентрация энтропии;  $t$  — время;  $T$  — температура;  $\mathbf{j}_q$  — удельный поток тепла;  $\mu_k$  — химический потенциал;  $\mathbf{j}_k$  — удельный объемный поток массы;  $\mathbf{v}$  — скорость движения центра тяжести термодинамической системы;  $\mathbf{F}_k$  — равнодействующая массовых (действующих на единицу массы) сил;  $\nu_k$  — стехиометрический коэффициент компонента  $k$ , умноженный на его молекулярный вес;  $v_0$  — скорость химической реакции в единице объема за единицу времени).

Физически это уравнение означает, что скорость возрастания энтропии в системе зависит от стока энтропии за счет непосредственного отвода энтропии и тепла от системы, а с другой стороны, от генерирования энтропии в результате необратимости различных переносов. Выражение в фигурных скобках представляет собой сумму произведений различных потоков на термодинамические движущие силы. Так, для потока тепла термодинамической движущей силой служит градиент температуры, для потока массы — градиент химического потенциала и массовые силы, а для потока вещества, возникающего при химических реакциях, — химические силы  $\sum_k \mu_k v_k$ .

Для обобщения уравнения переноса энтропии введем вместо химических более общие электрохимические потенциалы [64]:

$$\tilde{\mu}_k = \mu_k + Q_{y_k} \varphi,$$

где  $Q_{y_k}$  — электрический заряд, приходящийся на единицу массы компонента  $k$ ;  $\varphi$  — электростатический потенциал. Это обобщение позволяет не отрывать электролитические явления от химических реакций, которые наблюдаются, например, при работе топливных элементов или преобразователей химической энергии в электрическую.

В последнее слагаемое левой части уравнения переноса энтропии, т. е. в источник энтропии, можно ввести член, учитывающий вязкое трение [64]

$$\sigma_{\text{тр}} = \frac{1}{T} \Pi / \text{grad } v,$$

где  $\Pi$  — тензор вязких напряжений.

Силы  $\sum_k F_k$  могут быть консервативными, тогда они выражаются через потенциальные функции  $\Phi'_k$ :

$$F_k = - \text{grad } \Phi'_k,$$

причем обычно

$$\frac{\partial \Phi'_k}{\partial t} = 0,$$

и неконсервативными, тогда выражение для сил будет иметь иной характер. Как уже отмечалось, типичным примером неконсервативных сил является сила Лоренца

$$F_{\text{л}} = Q_k (E + [v_k \times B]).$$

Используя скалярный потенциал  $\varphi$  и векторный потенциал  $A$ , преобразуем это выражение:

$$F_{\text{л}} = - Q_k \text{grad } \varphi - Q_k \left( \frac{\partial A}{\partial t} - [v_k \times \text{rot } A] \right),$$

где первый член — консервативная электростатическая сила.

Перепишем, опуская некоторые простые преобразования, уравнение переноса энтропии в обобщенном виде:

$$\begin{aligned} \frac{d(\bar{S}/V)}{dt} = & -\operatorname{div} \left[ \frac{1}{T} \left( \mathbf{j}_q - \sum_k \tilde{\mu}_k \mathbf{j}_k \right) + \frac{\bar{S}}{V} \mathbf{v} \right] + \\ & + \frac{1}{T} \left\{ -\mathbf{j}_{q_B} \frac{\operatorname{grad} T}{T} + \Pi : \operatorname{grad} \mathbf{v} + \sum_k \mathbf{j}_k \left[ Q_k \operatorname{grad} \varphi + \right. \right. \\ & \left. \left. + Q_k \left( \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - [\mathbf{v}_k \times \operatorname{rot} \mathbf{A}] \right) - T \operatorname{grad} \left( \frac{\tilde{\mu}_k}{T} \right) \right] - \sum_k \tilde{\mu}_k \mathbf{v}_k v_0 \right\}. \end{aligned}$$

В этом уравнении не учтены гравитационная сила, сила светового давления, магнитоэлектрическая сила и т. д. Это вынуждает записать выражение для консервативных сил через обобщенные удельные потенциалы  $\Phi'_i$  и обобщенные заряды  $q_i$ , а также добавить вектор произвольной силы  $\mathbf{R}$ , которая в общем случае может не быть консервативной (например, сила тяги, возникающая при отбросе бортовой массы):

$$\begin{aligned} \frac{d(\bar{S}/V)}{dt} = & -\operatorname{div} \left[ \frac{1}{T} \left( \mathbf{j}_q - \sum_k \tilde{\mu}_k \mathbf{j}_k \right) + \frac{\bar{S}}{V} \mathbf{v} \right] + \\ & + \frac{1}{T} \left\{ -\mathbf{j}_{q_B} \frac{\operatorname{grad} T}{T} + \Pi : \operatorname{grad} \mathbf{v} + \sum_k \mathbf{j}_k \left[ \sum_i q_i \operatorname{grad} \Phi'_i + \operatorname{grad} \Phi_g + \right. \right. \\ & \left. \left. + Q_k \left( \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - [\mathbf{v}_k \times \operatorname{rot} \mathbf{A}] \right) + \mathbf{R}_k - T \operatorname{grad} \left( \frac{\tilde{\mu}_k}{T} \right) \right] - \sum_k \tilde{\mu}_k \mathbf{v}_k v_0 \right\}. \end{aligned}$$

В обобщенный заряд  $q_i$ , приходящийся на единицу объема системы, не входит масса, поэтому для учета гравитационной силы добавляют член  $\operatorname{grad} \Phi_g$ , т. е. градиент гравитационного потенциала.

Выразим теперь в явном виде все потоки, входящие в это уравнение (напомним, что они даны относительно центра масс термодинамической системы, т. е.  $\sum_k \mathbf{j}_k = 0$ ,  $\sum_k \mathbf{j}_q = 0$  и т. д.):

$$\begin{aligned} \frac{d(\bar{S}/V)}{dt} = & -\operatorname{div} \left[ \frac{1}{T} \left( \mathbf{j}_q - \sum_k \tilde{\mu}_k \mathbf{j}_k \right) + \frac{\bar{S}}{V} \mathbf{v} \right] + \\ & + \frac{1}{T} \left\{ -\mathbf{j}_{q_B} \frac{\operatorname{grad} T}{T} + \Pi : \operatorname{grad} \mathbf{v} + \sum_k \mathbf{j}_k \operatorname{grad} \Phi_g + \sum_k \mathbf{j}_k \mathbf{R}_k + \right. \\ & + \sum_k \mathbf{j}_k Q_k \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \sum_k M_k (\mathbf{j}_a \operatorname{grad} \varphi + \mathbf{j}_M \operatorname{grad} \mathbf{H} + \mathbf{j}_V \operatorname{grad} p + \mathbf{j}_C \operatorname{grad} C) - \\ & \left. - \sum_k \mathbf{j}_a [\operatorname{rot} \mathbf{A} \times \mathbf{j}_k] - \sum_k \mathbf{j}_k T \operatorname{grad} \left( \frac{\tilde{\mu}_k}{T} \right) - \sum_k \tilde{\mu}_k \mathbf{v}_k v_0 \right\}. \end{aligned}$$

Смысл потоков отдельных зарядов будет пояснен далее.

Можно было бы разделить электрический поток  $\mathbf{j}_e$  на ток проводимости и конвективный ток, но здесь этого делать не будем.

Итак, написано уравнение переноса энтропии для термодинамической системы, состоящей из невзаимодействующих точечных масс (материальных частиц), находящихся во внешнем силовом поле. Теперь необходимо учесть магнитное и электростатическое взаимодействие между телами. Гравитационным же взаимодействием можно пренебречь [75]. Силы расталкивания и притяжения можно включить в давление, представив его в виде суммы:

$$\tilde{p} = p \pm p_e - p_m,$$

где  $p$  — гидростатическое (газокинетическое) давление;  $p_e$  — давление электростатического расталкивания или притяжения;  $p_m$  — давление, обусловленное магнитным притяжением частиц. Этот метод позволяет учесть, да и то весьма приближенно, только статистический характер взаимодействия между частицами, поэтому иногда предлагается находить кинетические коэффициенты взаимодействия экспериментально [76]. С помощью коэффициентов, полученных экспериментально, можно также учитывать взаимопревращение частиц в результате ядерных реакций.

При анализе космических тяговых систем многие из рассмотренных факторов могут быть заданы в виде геометрических или временных граничных условий, а также учтены искусственно, как, например, при расчете генерации энтропии от вязкого трения.

Система термодинамических уравнений включает также линейные уравнения переноса:

$$\mathbf{j}_i = \sum_k L_{ik} X_k,$$

а также соотношения взаимностей Онзагера. Если в переносе участвует магнитное поле, то последние принимают вид

$$L_{ik}(\mathbf{B}) = L_{ki}(-\mathbf{B}).$$

Дело в том, что эти соотношения без учета магнитного поля означают инвариантность процессов во времени, а при наличии магнитного поля смена направления движения на противоположное (при постоянном знаке электрического заряда и постоянной силе Лоренца) должна сопровождаться сменой знака у напряженности магнитного поля [64].

Естественно, что для полного решения задачи потребуется знать кроме этих соотношений еще и уравнения состояния, а также начальные и граничные условия. Например, уравнениями состояния для электродинамических явлений будут следующие [77]:

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}; \quad \mathbf{B} = \mu \mathbf{H}; \quad \mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}.$$

Для газов общеизвестными уравнениями состояния являются уравнения Клапейрона, Ван дер Ваальса, Клаузиуса, Берглю и Камерлинга — Оннеса [5].

Наиболее характерны такие граничные условия: геометрия, а также электродинамические и механические свойства отдельных «частиц», входящих в рассматриваемую термодинамическую систему\*,

пространственные и временные координаты внешних полей, действующих на систему;

пространственные и временные ограничения, накладываемые на движение «частиц» системы.

Такая система уравнений довольно сложна, но с ее помощью можно анализировать практически все нерелятивистские явления переноса, в том числе и все мыслимые процессы вывода и перемещения полезного груза независимо от его вида (твердое тело, серия разобщенных твердых тел с самыми различными свойствами, включающими возможность их электромагнитного и электростатического взаимодействия и возможность установки на них тяговых систем, неконтейнированная жидкость, которая в общем случае может быть неоднородной, или, наконец, газ) и от способа его выведения в космическое пространство (баллистическая ракета, аппараты, взаимодействующие с атмосферой и внешним электромагнитным полем, способ доставки в космос вещества с помощью разнообразных ускорителей, начиная от обычных линейных и кончая квантовыми и т. д.).

Несмотря на то что каждая из многочисленных конкретных идей могла бы иметь свой определенный смысл и перспективность (научившись, например, выводить на околоземную орбиту поток газообразного вещества, можно было бы создавать временные или постоянные топливозаправочные пояса), решать задачу в общем виде для какого-либо из этих, по существу пока фантастических, вариантов на данном уровне техники не представляется возможным и целесообразным. Даже мыслимые тяговые системы весьма отдаленного будущего целесообразно ограничить рассмотренными в гл. 3. Излишне также напоминать, что получение окончательных численных значений потребовало бы много машинного времени при самых совершенных способах счета. Известно, например, что некоторые частные случаи этой системы уравнений, например уравнение Навье — Стокса [78] или обычные уравнения механики, требуют значительных затрат машинного времени.

Неудобство состоит также и в том, что уравнения записаны для термодинамической системы с неподвижным центром масс. Иначе говоря, в нашем случае потребовалось бы анализировать

\* Все термодинамические функции имеют вероятностный характер, т. е. термодинамическая система, в которой исследуются процессы переноса, как правило, состоит из большого количества частиц ( $n \sim 10^{20}$ ). Но можно применять термодинамические методы, изложенные выше, и для анализа процессов переноса конечного числа макроскопических тел («частиц») или даже одного тела. Это следует из доказанной выше аналогии между термодинамикой и механикой.



динамику и энергетику не только самого летательного аппарата, но и близлежащих космических тел, перемещение которых относительно неподвижного центра масс может оказаться существенным. Если же основное тяговое усилие создается в результате отброса реактивной массы, то в рамках этого анализа пришлось бы исследовать движение летательных аппаратов и движение отброшенных частиц реактивной массы опять-таки относительно центра масс или первоначального центра тяжести системы космических летательных аппаратов.

Эти соображения заставляют пока что ограничиваться более конкретным классом задач, когда исследуется возможность взаимодействия только одной твердой (а вообще говоря, контейнированной в твердую оболочку) космической системы с атмосферой, гравитационным и электромагнитным полями, с излучением и межпланетным веществом.

Следует отметить, что в последнее время начинается серьезное изучение влияния на искусственные спутники Земли атмосферы, магнитных полей и т. д. [74], но ввиду малости каждого взаимодействия они могут быть учтены отдельно одно от другого, т. е. явление в целом может и не потребовать, как в нашем случае, обобщенного термодинамического анализа.

**Уравнение переноса энтропии в задаче о движении космической системы и его особенности.** *Постановка задачи.* Будем рассматривать космический аппарат как элемент термодинамической системы, на который могут действовать внешние консервативные и неконсервативные силы.

Как следует из обобщенного уравнения переноса энтропии, данного в предыдущем разделе, в процессе перемещения (полета) космического аппарата в пределах замкнутой термодинамической системы энтропия последней не сохраняется постоянной, а неизменно увеличивается из-за необратимых процессов переноса, которые происходят внутри ее. Хотя такой способ решения и дает важное дополнительное условие  $\sum_i j_i = 0$ , т. е. сумма потоков относительно центра масс замкнутой термодинамической системы равна нулю, тем не менее сложность описания всех потоков в настоящее время вряд ли оправдывается. Не обязательно, например, интересоваться законами распространения реактивной струи, истекающей из реактивных двигателей, законами ее взаимодействия с окружающей средой, химическими и другими реакциями, происходящими в ней, и т. д. \*

\* Это не всегда справедливо. Процессы, происходящие в истекающей струе на близких от корабля расстояниях, изучают для защиты конструкции от радиационных, акустических и радиоактивных ее воздействий. Газодинамические параметры удаленной струи [79] могут быть важны с точки зрения ее воздействия на отдельные ступени, однако к тяговому анализу последние может и не относиться. В более общем случае струя вплоть до очень больших расстояний от корабля может оказывать на него силовое воздействие через электромагнитное поле.

Будем формулировать постановку задачи обобщенного анализа космической тяговой системы следующим образом.

а) Термодинамическая открытая система (космический корабль) состоит из одного точечного твердого тела и имеет переменную массу.

б) Система может иметь в общем случае пять степеней свободы. Она может взаимодействовать с внешней средой вследствие обмена импульсами с помощью консервативных и неконсервативных сил (механическая степень свободы), теплообмена (тепловая степень свободы), массообмена (массообменная степень свободы), электростатически (сюда относится поляризация и другие фазовые переходы в системе, но не силовое взаимодействие, так как последнее относится к механической степени свободы) и магнитостатически (магнитная степень свободы, как и электрическая, относится к фазовым переходам, а не к силовому взаимодействию).

в) Процесс присоединения и отделения от тела массы задается дополнительными условиями, связанными с необходимостью получения эффективной тяги  $R$ , создаваемой истекающей струей, входящим потоком и аэродинамическими средствами.

г) Полезное силовое взаимодействие с внешней средой и полями в целях уменьшения силы  $R_6$  совершается с помощью современных технических устройств, рассмотренных в гл. 1 и 3 ( $R_6$  — тяга, создаваемая истечением бортовой массы).

д) Эффективность тяговой системы будем определять интегральным увеличением ее удельной объемной энтропии.

е) Анализ систем для создания тяги  $R$  следует проводить с учетом веса необходимых агрегатов, биологической защиты и т. д. Эта сила должна включать в целях упрощения анализов полное аэродинамическое сопротивление.

ж) Химическим взаимодействием системы с окружающей средой пренебрегаем. Выход энергии от различных реакций (ядерных или химических) учитывается дополнительными условиями.

Эти семь условий значительно сужают область применения уравнения переноса энтропии. Помня, что по условию задачи процессы, приводящие к возникновению тяги  $R$ , рассматриваются отдельно, и учитывая остальные условия, перепишем это уравнение в следующем упрощенном виде:

$$\begin{aligned} \frac{d(\bar{S}/V)}{dt} = & -\operatorname{div} \left[ \frac{1}{T} \mathbf{j}_q + \frac{\bar{S}}{V} \mathbf{v} \right] - \frac{1}{T} \mathbf{j}_{q_b} \frac{\operatorname{grad} T}{T} + \\ & + \frac{1}{T} \left\{ \sum_k \mathbf{j}_k \operatorname{grad} \Phi_g + \sum_k \mathbf{j}_k \mathbf{R}_k + \sum_k \mathbf{j}_k Q_k \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \right. \\ & + \sum_k M_k (\mathbf{j}_s \operatorname{grad} \varphi + \mathbf{j}_m \operatorname{grad} \mathbf{H} + \mathbf{j}_v \operatorname{grad} p + \mathbf{j}_c \operatorname{grad} C) + \\ & \left. + \sum_k \mathbf{j}_s [\operatorname{rot} \mathbf{A} \times \mathbf{j}_k] \right\} \end{aligned}$$

и анализируем его. Левая часть представляет собой изменение (не только увеличение, но и возможное уменьшение, так как система открытая) удельной объемной энтропии во времени. В первом слагаемом правой части суммированы утечка энтропии в результате теплоотвода от корабля и утечка энтропии с реактивной струей и отделяемыми от корабля элементами. Второй член правой части — источник энтропии, обусловленный внутренними тепловыми потоками, т. е. выравниванием температуры отдельных частей системы (корабля). Этим членом можно вполне пренебречь, если не используется тепловой аккумулятор энергии. Третий член правой части — потенциальный источник энтропии, так как выражения, стоящие в фигурных скобках, представляют собой секундные работы различных сил, приложенных к системе. Ввиду того что термодинамическая система в нашем случае состоит всего лишь из одной «частицы» ( $k = 1$ ), понятие источника энтропии потеряло, как уже отмечалось, статистический смысл. Применимость уравнения от этого не нарушается, тем более что по физическому смыслу его можно представить в данном случае как источник потенциальной энтропии или потенциальным источником энтропии для более широкой системы, включающей рассматриваемое тело. Когда «частица» соударяется с космическим телом или тормозится окружающей средой (вход в атмосферу), приобретенный запас кинетической энергии переходит в тепловую, увеличивая тем самым энтропию. То же самое наблюдается при использовании для торможения двигателей.

Что касается рассматриваемого конкретного случая, то это уравнение при умножении его левой и правой частей на характеристическую температуру тела  $T$  можно перевести в уравнение, объединяющее первое и второе начала термодинамики, т. е. в уравнение энергии Умова.

Предположим, что летательный аппарат имеет постоянную массу  $M$ , постоянную температуру  $T$  и что на него действуют две внешние силы — удельная тяга, просуммированная с удельной силой аэродинамического сопротивления  $R$ , и сила гравитации  $F$ .

Исходное для этого случая уравнение переноса энтропии

$$\frac{dS_{mv}}{dt} = -\operatorname{div} \mathbf{j}_S + \frac{1}{MT} [(\mathbf{j}_m \operatorname{grad} \Phi_g + (\mathbf{j}_m \cdot \mathbf{R})]$$

перепишется в виде

$$\frac{dS_{mv}}{dt} = -\frac{\operatorname{div} \mathbf{I}_S}{MV} + \frac{M \mathbf{v}_H}{MVT} \left( \operatorname{grad} \Phi_g + \frac{\mathbf{R}}{M} \right).$$

Умножая левую и правую части последнего уравнения на  $MVT$ , получаем известное уравнение переноса энергии Умова

$$\frac{dE}{dt} = -\operatorname{div} \mathbf{I}_E + (\mathbf{v}_H \cdot \mathbf{F}) + (\mathbf{v}_H \cdot \mathbf{R}).$$

Применение этого уравнения для анализа космической задачи в некоторых случаях может оказаться предпочтительнее исполь-

зования уравнения переноса энтропии, так как для открытой термодинамической системы знак производной  $\frac{dS}{dt}$  меняется, в то время как для  $\frac{dE}{dt}$  он остается постоянным.

Если предположить далее, что летательный аппарат не обменивается с окружающей средой теплом ( $I_q = 0$ ) и, кроме того, удельные массовые энергии втекающей и истекающей масс равны

$$\Delta e = e_n - e_a = 0,$$

то дивергенция потока энергии относительно подсистемы (летательного аппарата) в уравнении Умова

$$-\operatorname{div} \mathbf{I}_E = -\operatorname{div} (\mathbf{I}_q + e_n \mathbf{I}_{m_n} - e_a \mathbf{I}_{m_a}) = 0,$$

поскольку ранее предполагалось, что поток втекающей массы равен потоку истекающей, т. е.

$$\mathbf{I}_{m_n} - \mathbf{I}_{m_a} = 0.$$

Понимая под  $\frac{dE}{dt}$  приращение только кинетической энергии движущейся подсистемы, получаем

$$\frac{d \left( \frac{M \mathbf{v}_n^2}{2} \right)}{dt} = \mathbf{v}_n M \frac{d\mathbf{v}_n}{dt} = (\mathbf{v}_n \cdot \mathbf{F}) + (\mathbf{v}_n \cdot \mathbf{R})$$

или

$$M \frac{d\mathbf{v}_n}{dt} = \mathbf{F} + \mathbf{R} = \sum_i \mathbf{F}_i,$$

т. е. известное уравнение механики Ньютона, методы анализа которого известны.

Этот упрощенный переход является необходимым, но по-видимому, еще не достаточным условием доказательства применимости уравнения переноса энтропии для анализа эффективности наиболее общей схемы космической тяговой системы, комплексно использующей внешние и бортовые ресурсы.

*Заряды систем и потоки зарядов.* Каждое слагаемое правой части так или иначе связано с потоком определенной субстанции, которая в дальнейшем будет именоваться зарядом. Это означает, что движение космической системы связано с переносом различных (обобщенных) зарядов.

Обобщенный заряд  $q_i$  будет определяться из выражения для потока заряда

$$\mathbf{j}_i = q_i \mathbf{v}_i.$$

Чаще всего бывает удобнее пользоваться не абсолютными, а удельными (массовыми или объемными) зарядами, т. е. количеством

той или иной субстанции, заключенной в 1 кг или в 1 м<sup>3</sup>. Заряд может иметь размерность энергии (работы), и тогда он по физическому смыслу тождествен термодинамическому потенциалу. Но иногда понятие «заряд» вводится условно как субстанция, характеризующая определенное силовое взаимодействие системы с окружающей средой.

Рассмотрим потенциалы переноса и заряды, входящие в уравнение переноса энтропии, отвечающее постановке задачи обобщенного анализа одиночной «твердой» космической системы. Предположим для простоты, что система перемещается в пространстве, где изменения магнитного поля со временем (для одной и той же точки пространства) ничтожны. Следовательно, членом, учитывающим секундную работу изменяющегося магнитного поля,

$$\sum_k \mathbf{j}_k Q_k \frac{\partial A}{\partial t}$$

можно пренебречь. Естественно, что эта силовая компонента может в других случаях использоваться как основная движущая сила, например в непосредственной близости от заряженной поверхности, где электростатическое отталкивание сменяется притяжением за счет электростатической индукции.

Космическая система чаще имеет постоянный объем, а не постоянную массу, поэтому в дальнейшем будем пользоваться не объемными, а объемно-массовыми энтропиями, отнесенными не только к объему, но и к массе системы  $M$ .

Уравнение переноса энтропии теперь запишется в виде [все члены этого уравнения имеют размерность  $\frac{дж}{(м^3 \cdot кг \cdot сек \cdot град)}$  или  $1/(м \cdot сек^3 \cdot град)$ ]:

$$\frac{d \left( \frac{\bar{S}}{VM} \right)}{dt} = -\operatorname{div} \left[ \frac{1}{T} \mathbf{j}_q + \mathbf{j}_S \right] + \frac{1}{MT} \left\{ \mathbf{j}_m \operatorname{grad} \Phi_g + (\mathbf{j}_m \cdot \mathbf{R}) + \right. \\ \left. + \frac{M}{V} (\mathbf{j}_a \operatorname{grad} \varphi + \mathbf{j}_m \operatorname{grad} \mathbf{H} + \mathbf{j}_v \operatorname{grad} p_H + \mathbf{j}_c \operatorname{grad} C) + \mathbf{j}_a [\operatorname{rot} \mathbf{A} \times \mathbf{j}_m] \right\},$$

где  $T$  — усредненная текущая температура космической системы.

Это уравнение показывает, что увеличение удельной объемно-массовой энтропии летательного аппарата, которую, пользуясь идеей Де Гроота, можно определить как

$$\frac{S}{MV} = \frac{1}{MV} \left( S + \frac{E_{кин}}{T} \right),$$

связано, во-первых, с переносом тепла и энтропии, а во-вторых, с возрастанием энтропии из-за необратимости явлений переноса.

Уравнение переноса энтропии выводилось для сплошной среды с очень большим числом компонент ( $k > 10^{20}$ ), поэтому

возможность его применения для описания переноса одного материального тела требует детального обоснования и особенно доказательства не только необходимых (см. стр. 334—335 и 362—363), но и достаточных условий.

Но это необходимо, по-видимому, только для более глубокого понимания физической взаимосвязи между отдельными эффектами, ответственными за перенос космической системы, и отдельными слагаемыми ее энергетического и энтропийного заряда (возможность же использования формального аппарата неравновесной термодинамики очевидна).

Важно, например, исследовать свойства фиктивной энтропии и ее составляющих. В практическом отношении это необходимо для выбора рациональных способов аккумуляции энергии и устройств для ее трансформации. В качестве примера можно рассмотреть посадку космического корабля (спускаемого аппарата) на поверхность планеты. Чем большую он имеет удельную кинетическую энергию и чем сильнее нагрет, тем труднее осуществить его посадку. Таким образом, чем больше потенциальная и обычная энтропии спускаемого аппарата (равноценность  $E_k/T$  и  $S_T$  пока еще в общем случае не доказана), т. е. чем больше его фиктивная энтропия, тем труднее осуществить обратимый процесс (в данном случае вернуть аппарат к месту старта). Для этого потребуется совершить работу внешних сил, причем тем большую, чем больше возрастает энтропия.

Рассмотрим теперь более подробно исходное уравнение переноса энтропии. Первый член правой части характеризует приток или утечку энтропии из рассматриваемой термодинамической системы. Первое слагаемое в квадратных скобках  $\frac{1}{T} j_q$  есть поток энтропии, обусловленный утечкой (охлаждение корабля) или притоком (нагрев) тепла. Очевидно, что этот член характеризует тепловое взаимодействие системы с окружающей средой (тепловая степень свободы).

Как известно, основными источниками тепла для космической системы являются:

тепло, выделяемое тяговой или энергетической установкой (членом, учитывающим повышение энтропии за счет перетечек тепла внутри системы, мы условились пренебрегать);

аэродинамический нагрев, или нагрев от диссипации энергии в пограничном слое, от излучения ударных волн и от истекающих струй. Нагрев от пограничного слоя (без учета рекомбинационных явлений) можно заменить, как отмечалось в § 4.2, источником удельной объемной энтропии, а нагрев аппарата от диссипации энергии в ударных волнах — источником энтропии, возникающей в скачках уплотнения, умноженным на коэффициент  $\kappa < 1$ , поскольку на нагрев идет только часть диссипированной энергии. Коэффициент  $\kappa$  находится из экспериментов и специальных тепловых расчетов.

Диссипация кинетической энергии летательного аппарата на трение в пограничном слое и на волновое сопротивление создает тормозящую силу, которая является составляющей силы тяги двигателей:

$$R_T = \frac{T_H}{v_H} \left( S_{п.с} + \frac{S_B}{\kappa} \right),$$

где  $S_{п.с}$  и  $S_B$  — источники энтропии за счет диссипации энергии в пограничном слое и в ударных волнах соответственно.

Нагрев аппарата от истекающих струй находится экспериментально и при специальных расчетах.

Нагрев от излучения Солнца, Земли, от соударений с кораблем молекулярных потоков и от рекомбинации кислорода верхней атмосферы на поверхности корабля [80] определяется в каждом конкретном случае особо.

Перечислим некоторые процессы, приводящие к сбросу тепла от корабля.

Использование в качестве охлаждающего теплоносителя окружающего воздуха, причем при больших скоростях полета система может иметь турбодетандер для предварительного его охлаждения.

Охлаждение с помощью сбрасываемой из системы массы (бортовой запас охладителя, абляция, сброс защитных экранов и т. д.), которое обуславливает не только тепловое, но и массообменное взаимодействие с внешней средой.

Радиационное охлаждение. Специальное место в этой проблеме занимает создание высокоэффективных холодильников—излучателей.

Различные способы охлаждения, использующие взаимосвязь тепловых и электродинамических явлений. Здесь можно упомянуть об адиабатическом размагничивании и об адиабатическом снятии заряда.

Охарактеризуем прежде всего массообменное взаимодействие, обозначив его через объемно-массовый поток энтропии  $j_s$ . Выше отмечалось, что утечка массы может быть связана с процессом испарения материалов в вакууме и с необходимостью охлаждения системы, однако главная составляющая  $j_s$  чаще всего зависит от притока массы (забор воздуха в воздушно-реактивных двигателях и в накопительных устройствах) и от ее истечения (реактивные струи, отделение ступеней и т. д.).

Поскольку термодинамический потенциал равен

$$Z = I - TS,$$

имеем

$$\begin{aligned} j_{S_a} - j_{S_H} = & \sum_i \frac{S_i}{\bar{V}_i M} v_a - \sum_j \frac{S_j}{\bar{V}_j M} v_H = \sum_i \frac{Z_i - I_i}{M \bar{V}_i} v_a - \\ & - \sum_j \frac{Z_j - I_j}{M \bar{V}_j} v_H \text{ сек}^{-3} \cdot \text{град}^{-1}, \end{aligned}$$

где  $V$  — объем;  $v$  — скорость;  $\bar{T}$  — усредненная температура

$$\bar{T} = \frac{\sum G_i c_{p_i} T_i}{\sum G_i c_{p_i}}.$$

Изобарный потенциал  $Z_i$  и энтальпию  $I_i$  следует находить, как правило, для смеси газов, иногда ионизованных. В последнее время появился обширный справочник для определения термодинамических функций отдельных веществ [81]. Им можно пользоваться и для этого случая, так как термодинамические функции  $Z$  и  $I$  — аддитивны. Следует отметить, что  $\dot{j}_s$  можно было бы найти через другие величины (например, массу, теплоемкость, температуру и скорость движения этой массы), однако в дальнейшем характеристики корабля и окружающей среды будут даваться в потенциальной форме, поэтому предложенный метод записи предпочтительнее.

*Увеличение потенциальной энтропии от сил, действующих на систему зарядов.* Гравитационное взаимодействие системы с внешним притягивающим телом выражается членом

$$\frac{1}{MT} \dot{j}_m \text{grad } \Phi_g,$$

который представляет собой, так же как и другие слагаемые, секундное увеличение потенциальной энтропии космического летательного аппарата. Очевидно, что в первом приближении

$$\frac{1}{MT} \dot{j}_m \text{grad } \Phi_g = \frac{1}{T} \cdot \frac{M}{MV} v_n \gamma \frac{M_3}{r^2},$$

где  $V$  — общий объем космической системы (корабля);  $\dot{j}_m = \frac{M}{V} v_n$  — удельный объемный поток массы.

Гравитационный потенциал Земли  $\Phi_g$  [82]

$$\Phi_g = \gamma \frac{M_3}{r} = \frac{3,986 \cdot 10^{14}}{r} \text{ м}^2/\text{сек}^2.$$

Масса корабля есть массовый заряд системы. Естественно, что в каждом конкретном случае необходимо строго учитывать направление гравитационного взаимодействия, т. е. ставить знак минус или плюс перед гравитационным источником энтропии.

*Искусственная тяга.* Все современные средства перемещения в космосе предусматривают использование реактивной тяги, образующейся за счет истечения запасенной на борту массы. Но существуют проекты и таких тяговых систем, которые наряду с бортовой массой используют атмосферу или в общем случае внешнюю массу. Было бы желательно поэтому разделить тягу на бортовую и внешнюю (в зависимости от вида массы), а также учесть аэродинамическое торможение

$$R = R_6 + R_n - R_r.$$



Силы, входящие в эту формулу, имеют размерность  $n/kg$  или  $m/sec^2$ , т. е. величины абсолютных сил  $R$ ,  $R_6$ ,  $R_H$ ,  $R_T$  отнесены к текущей массе летательного аппарата  $M$ .

Поскольку основной является проблема уменьшения бортовых запасов реактивной массы, то понятно, что обобщенное решение задачи термодинамического анализа тяговой системы должно в первую очередь давать ответ на вопрос: при каких условиях функция  $R_6$  принимает минимальное значение.

*Электростатическое взаимодействие.* Увеличение потенциальной энтропии за счет электростатического (кулоновского) взаимодействия определяется выражением

$$\frac{1}{MT} \cdot \frac{M}{V} j_a \text{ grad } \varphi = \frac{1}{T} \cdot \frac{M}{MV} \cdot \frac{Q}{M} v_H \text{ grad } \varphi.$$

Причина такого взаимодействия — наличие у системы пространственного электростатического заряда определенного знака. Здесь  $j_a = \frac{Q}{M} v_H$  — удельный массовый поток электрического заряда.

*Магнитостатическое взаимодействие.* Если система обладает магнитным моментом, то по аналогии с электростатикой можно записать

$$\frac{1}{MT} \cdot \frac{M}{V} j_m \text{ grad } H,$$

где  $j_m$  — удельный массовый поток магнитного заряда\*.

*Сила Архимеда.* Если пренебречь ветрами, которые, вообще говоря, могут и должны быть учтены дополнительно, то силу Архимеда следует считать консервативной и увеличение потенциальной энтропии от этой силы следует записать в виде выражения

$$\frac{1}{MT} \cdot \frac{M}{V} j_v \text{ grad } p_H = \frac{1}{MT} \cdot \frac{M}{V} \cdot \frac{V}{M} v_H \text{ grad } p_H = \frac{v_H}{MT} \text{ grad } p_H.$$

Зарядом в этом случае является удельный массовый объем системы, а движущей силой — вертикальный градиент атмосферного давления.

*Силу солнечного давления* можно не учитывать, однако в так называемых солнечных парусах она является основным тяговым усилием. В некоторых других случаях, например при анализе движения спутника США «Эхо-II», эта сила также учитывалась.

Если обозначить проекцию удельной массовой поверхности аппарата, обращенной к Солнцу, на перпендикулярную к его лучам плоскость через  $S_c$  и считать формально эту величину зарядом, то поток этого заряда выразится соотношением

$$j_c = \frac{S_c v_H}{M}.$$

\* Магнитный заряд, как уже отмечалось в гл. 3, понятие условное.

$$\frac{1}{MT} \cdot \frac{M}{V} \mathbf{j}_c \text{ grad } C$$

есть объемное увеличение потенциальной энтропии системы за счет солнечного давления, причем  $\text{grad } C$  введен формально, так как имеет размерность  $\text{н/м}^2$ . Точное аналитическое описание реального градиента давления от электромагнитного излучения значительно усложняет задачу.

*Неконсервативная электродинамическая сила*, или сила Лоренца, состоит из двух частей — консервативной и неконсервативной. Здесь рассматривается только неконсервативный член

$$\frac{1}{MT} \mathbf{j}_a [\text{rot } \mathbf{A} \times \mathbf{j}_m],$$

где  $\mathbf{A}$  — векторный потенциал магнитного поля;  $\mathbf{j}_a$  — поток удельного (приходящегося на единицу массы) электрического заряда;  $\mathbf{j}_m$  — объемный массовый поток.

Из рассмотрения следует, что обобщенные заряды позволяют четко представить физический смысл задачи, хотя и являются иногда формальными величинами. Наличие известных уравнений связи между зарядами может существенно упростить задачу.

Поскольку заряд, как это видно, в некоторых случаях вводится формально, а решение задачи с его помощью упрощается, можно все силы выражать через заряд, умноженный на градиент соответствующего потенциала.

Аэродинамическая подъемная сила, например, может быть выражена двояко. Во-первых, ее можно включить в тягу  $R$ , поскольку последняя, как уже отмечалось, должна определяться с учетом всех аэродинамических эффектов. Во-вторых, можно ввести фиктивный аэродинамический потенциал  $G$ , который давал бы градиент

$$\text{grad } G = C_y(v, H, \alpha, \Gamma) q(v, H),$$

где  $C_y$  — зависящий от скорости и высоты полета, а также от угла атаки и геометрии аппарата коэффициент подъемной силы;  $q$  — скоростной напор. В этом случае площадь несущих поверхностей, деленная на массу всего аппарата, дала бы «аэродинамический подъемный заряд»

$$Y = \frac{S_n}{M}.$$

**Емкости системы по отношению к зарядам и к энергии.** Прежде чем говорить о связи между зарядами, следует определить понятие «емкость системы по отношению к тому или иному заряду». Из теории электричества известно, что емкость — это отношение дифференциала заряда к дифференциалу от электростатического

потенциала

$$C = \frac{dQ}{d\varphi}.$$

Физически понятие «емкость» означает такое количество подведенного к системе обобщенного заряда (или такое изменение обобщенной термодинамической координаты), которое изменяет на единицу обобщенную силу (или удельный термодинамический потенциал). Геометрически емкость интерпретируется как тангенс угла наклона кривой, изображающей зависимость градиента потенциала от обобщенной координаты.

Для термического заряда (энтропии) величина емкости равна [3]

$$C_t = \frac{dS}{dT} \frac{\partial \mathcal{J}}{\partial \rho a \partial^2}.$$

В общем случае емкость по отношению к заряду может быть выражена следующим образом:

$$C_i = \frac{dq_i}{dF_i},$$

где  $dq_i$  — обобщенная термодинамическая координата, а  $F_i$  — обобщенная сила.

Емкость по отношению к энергии вводится соотношением

$$C_{\varepsilon_i} = \frac{dE_i}{dF_i},$$

причем в данном случае емкость есть величина изменения энергии системы при изменении обобщенной силы на единицу [3].

Здесь еще раз следует напомнить о некоторой произвольности в выборе заряда. Действительно, ранее упоминалось, что зарядом можно назвать обобщенную термодинамическую координату. В то же время из обобщенного выражения для энергии

$$E = \kappa \frac{Q^2}{q}$$

следует, что в качестве заряда можно рассматривать величину  $Q$  ( $q$  играет здесь роль обобщенной термодинамической координаты).

Например, если рассматривать кинетическое перемещение, то, исходя из первой формулировки заряда, масса будет емкостью тела

$$C = \frac{d(Mv)}{dv} = M,$$

а по второму определению, масса тела может рассматриваться как заряд. Особенно отчетливо это заметно в законе тяготения Ньютона

$$-E = \gamma \frac{M_1 M_2}{r}.$$

Таким образом, можно отметить, что не существует предпочтительного определения заряда и емкости. Этот вопрос требует, очевидно, дальнейших исследований. Тем не менее в нашем анализе емкость определяется зарядами (как бы последние не интерпретировались) и служит функцией состояния. Если система имеет одну внутреннюю степень свободы, то обобщенная сила может однозначно определяться емкостью или зарядом [3]:

$$F_i = f_1(C_i) = f_2(q_i).$$

При наличии сложных систем емкость записывается матрицей  $C_{ij}$ , а в самом простом случае представляет собой не зависящий от зарядов множитель пропорциональности между зарядом и потенциалом, т. е. может использоваться для определения потенциалов. Иногда этот множитель пропорциональности равен единице.

Итак, заряды системы могут быть выражены с помощью емкости через обобщенные потенциалы системы. Можно, следовательно, использовать не только связи между зарядами, но и связи между потенциалами, через которые выражаются заряды.

**Потенциалы космической системы.** Анализ уравнения переноса энтропии окажется, вероятно, полезным для тяговых систем, которые используют в основном внешние ресурсы. Он менее нужен для определения эффективности существующих систем или систем ближайшего будущего, так как малая весовая и энергетическая отдача, одноразовое применение и полное пренебрежение эффектами, связанными с использованием внешних ресурсов, противоречат его основной идее — определению наиболее выгодных сочетаний бортовых и внешних ресурсов не только с целью создания экономичной (с точки зрения их расхода) тяговой системы, но и системы, использующей наиболее эффективные виды энергии (с точки зрения ее обратимого функционирования).

Тем не менее в целях конкретизации задачи рассмотрим более подробно отдельные составляющие уравнения переноса энтропии для орбитального спутника-накопителя, напомнив при этом, что полный термодинамический потенциал  $\Phi'$  космической системы характеризует энергетический заряд этой системы, включая и энергию специальных аккумуляторов, так как этот потенциал равен сумме всех заключенных в системе видов энергии. Он составляет только часть общего потенциала  $\Phi$ , принадлежащего в нашей задаче системе Земля — космическая система — Луна — Солнце и т. д., который можно принять постоянным в течение времени выполнения космической задачи. Поскольку космическая система рассматривается как открытая в термодинамическом смысле, будем интересоваться только составляющими потенциала  $\Phi'$ .

*Тепловой потенциал.* Первый член уравнения

$$\dot{S}_q = -\operatorname{div} \frac{1}{T} \mathbf{j}_q$$

характеризует охлаждение или нагрев системы, т. е. ее тепловое взаимодействие с окружающей средой. Тепловые проблемы для космических летательных аппаратов являются в большинстве случаев определяющими и трудоемкими для анализа. В нашем случае средняя температура системы  $T$  за счет накопления жидкого кислорода уменьшается, а удельный объемно-массовый тепловой поток  $\dot{j}_q$ , обусловливаемый в конечном счете сбросом неиспользованной энергии в системе накопления и в атомных электростанциях (АЭС), не меняется. Полагая высоту орбиты накопительной станции постоянной, а параметры атмосферы на этой высоте — неизменными, запишем скорость увеличения энтропии:

$$\dot{S}_q = -\dot{j}_q \frac{\partial [T(\dot{G}_{O_2}, t)]^{-1}}{\partial t},$$

где

$$[T(\dot{G}_{O_2}, t)]^{-1} = \frac{Gc + c_{pO_2} \dot{G}_{O_2} t}{TGc + T_{O_2} c_{pO_2} \dot{G}_{O_2} t}.$$

Здесь  $T$ ,  $G$  и  $c$  означают соответственно среднюю температуру, вес и теплоемкость конструкционных элементов станции, а  $T_{O_2}$ ,  $\dot{G}_{O_2}$  и  $c_{pO_2}$  — температуру, расход и теплоемкость накапливаемого жидкого кислорода.

Таким образом, первый член правой части уравнения приводит к уменьшению энтропии и тепловой энергии или теплового потенциала системы.

Второй член уравнения  $-\text{div } \dot{j}_S$  характеризует массообменное взаимодействие системы с окружающей средой, т. е. изменение энтропии в результате притока и уноса массы. Пренебрегая испарением материалов в вакууме и принимая одномерный установившийся режим забора и выброса массы, имеем

$$\begin{aligned} \dot{S}_S &= -\text{div } \dot{j}_S = -\frac{\partial \dot{j}_S}{\partial x} = \dot{j}_{S_n} - \dot{j}_{S_a} = \frac{S_n \dot{G}_n - S_a \dot{G}_a}{MV} = \\ &= \frac{(I_n - Z_n) \dot{G}_n}{\left(M_0 + \frac{\dot{G}_{O_2}}{g} t\right) VT_n} - \frac{(I_a - Z_a) \dot{G}_a}{\left(M_0 + \frac{\dot{G}_{O_2}}{g} t\right) VT_a}, \end{aligned}$$

где  $I$ ,  $Z$ ,  $T$  и  $\dot{G}$  — соответственно энтальпия, термодинамический потенциал, температура и расход захватываемой внешней ( $n$ ) и выбрасываемой бортовой ( $a$ ) массы;  $M_0$  — начальная масса станции;  $\dot{G}_{O_2} = \dot{G}_n - \dot{G}_a$  — скорость накопления кислорода;  $V$  — объем накопительной станции, принимаемый неизменным.

Таким образом, изменение в процессе функционирования теплового потенциала  $\Phi_T$  системы определяется первыми двумя членами уравнения переноса энтропии.

*Гравитационный потенциал.* Третий член уравнения

$$\dot{S}_g = \frac{j_m \text{grad } \Phi_g}{MT}$$

определяет секундное увеличение энтропии от гравитационного взаимодействия. Он может записываться двояко

$$\dot{S}_g = \frac{1}{T} \cdot \frac{M}{MV} v_H \gamma \frac{M_3}{(R_3 + H)^2} = \frac{1}{T} \cdot \frac{M_3 v_H}{MV} \gamma \frac{M}{(R_3 + H)^2},$$

где  $j_m = \frac{M}{V} v_H$  — объемный поток массы;  $M_3$  — масса Земли;  $R_3$  — ее радиус;  $H$  — высота орбиты;  $v_H$  — скорость на орбите;  $\gamma$  — гравитационная постоянная. Во втором выражении  $\gamma \frac{M}{R_3 + H}$  — гравитационный потенциал станции в центре тяжести Земли. Обычно пользуются первым выражением, так как гравитационный потенциал Земли

$$\Phi_g = \gamma \frac{M_3}{R_3 + H} = \frac{3,986 \cdot 10^{14}}{R_3 + H} \text{ м}^2/\text{сек}^2$$

хорошо известен. Если полет происходит по потенциальной траектории, то  $\dot{S}_g = 0$ .

*Кинетический потенциал* или кинетическая энергия станции определяется выражением

$$\Phi'_k = \frac{v_H^2}{2} \int_0^{\tau} \left( M_0 + \frac{\dot{G}_{O_2} t}{g} \right) dt,$$

из которого видно, что  $\Phi'_k$  с течением времени увеличивается.

Это увеличение происходит вследствие наличия силы  $R$  в четвертом члене уравнения переноса энтропии и соответствует увеличению энтропии системы. Все составляющие этой силы подставляются в уравнение, будучи отнесенными к массе системы  $M$ . Таким образом, общее выражение для четвертого члена уравнения будет иметь вид

$$\begin{aligned} \dot{S}_R &= \frac{M v_H}{V} \cdot \frac{R - x}{M} = \frac{v_H}{V} \left( \frac{\dot{G}_a}{g} v_a - \frac{\dot{G}_H}{g} v_H \right) - \\ &- \frac{T_H}{V} (S_B + S_{TP} + S_g) = \frac{v_H}{V} \left( \frac{\dot{G}_a}{g} v_a - \frac{G_H}{g} v_H - X \right), \end{aligned}$$

где  $S_B$ ,  $S_{TP}$  и  $S_g$  — источники энтропии, связанные с волновыми, вязкостными и донными аэродинамическими потерями, а  $X$  — суммарный вектор аэродинамического сопротивления.

*Энергетический потенциал аккумуляторов.* Из-за необратимых процессов увеличение кинетической энергии накопительной станции сопровождается расходом энергии  $\Phi'_3$  ее бортовых аккумуляторов, в данном случае АЭС. Таким образом, имеем

$$\Phi' = \Phi'_3 + \Phi'_k + \Phi'_T = \text{var}.$$

Изменение  $\Phi'_3$  по времени полета определяется выгоранием ядерного горючего. Когда его масса становится равной критической, принимаем, что  $\Phi'_3 = 0$ .

**Внешние потенциалы.** Внешние потенциалы, и в частности энтальпия  $I_n$  и термодинамический потенциал  $Z_n$ , были рассмотрены в гл. 2. Гравитационный потенциал в рассматриваемой задаче не учитывается, так как предполагается, что полет осуществляется по эквипотенциальной орбите. Не учитываются также и другие факторы внешней среды, однако для полноты описания уравнения переноса энтропии о них следует кратко упомянуть.

*Электростатический потенциал*  $\varphi$ , как отмечалось в гл. 2, зависит от географических координат, высоты и времени суток. Если бы накопительная станция имела значительный электростатический заряд, то увеличением энтропии из-за кулоновского взаимодействия  $\dot{S}_q$  пренебрегать было бы уже нельзя. Эта величина определяется пятым членом правой части уравнения:

$$\dot{S}_Q = \frac{1}{MT} \cdot \frac{M}{V} j_a \text{ grad } \varphi = \frac{1}{TV} \cdot \frac{Qv_n}{M} \text{ grad } \varphi,$$

где  $j_a = \frac{Qv_n}{M}$  — удельный массовый поток электрического заряда.

*Магнитостатический потенциал.* Соответствующее увеличение энтропии — шестой член уравнения:

$$\dot{S}_m = \frac{1}{MT} \cdot \frac{M}{V} j_m \text{ grad } H_n = \frac{1}{TV} \cdot \frac{IS}{M} v_n \mu_0 \text{ grad } H_n,$$

где  $I$  — общий ток витка;  $S$  — его площадь;  $\mu_0$  — магнитная проницаемость вакуума;  $H_n$  — напряженность внешнего магнитного поля, которая может быть определена через векторный магнитный потенциал Земли  $A_3$ .

Определение магнитного потенциала Земли — сложная задача, так как магнитное поле неоднородно в пространстве и переменено по времени. В силу этого потенциал определяется приближенно — как полином Лежандра — с использованием большого количества коэффициентов, получаемых специальными измерениями. Более просто поэтому находить напряженность  $H_n$  по магнитным картам.

*Архимедовский потенциал* — искусственное понятие, отождествляемое с атмосферным давлением только ради сохранения единства записи источников энтропии

$$\dot{S}_a = \frac{1}{MT} \cdot \frac{M}{V} j_v \text{ grad } p_n = \frac{1}{MT} \cdot \frac{M}{V} \cdot \frac{V}{M} v_n \text{ grad } p_n = \frac{v_n}{MT} \text{ grad } p_n.$$

В данном случае используется вертикальный градиент давления, а в роли заряда выступает удельный массовый объем системы.

*Потенциал внешнего электромагнитного излучения*, например, излучения Солнца, может создавать световое давление и тем самым

увеличивать энтропию системы

$$\dot{S}_c = \frac{1}{MT} \cdot \frac{M}{V} \mathbf{j}_c \text{ grad } C = \frac{1}{MT} \cdot \frac{M}{V} \cdot \frac{S_c v_n}{M} \text{ grad } C = \frac{S_c v_n}{MTV} \text{ grad } C,$$

где  $S_c$  — облучаемая эффективная поверхность, а  $\text{grad } C$  — формально введенный градиент, так как имеет размерность  $n/m^2$ .

Увеличение энтропии из-за неконсервативной силы электродинамического воздействия обусловлено векторным потенциалом магнитного поля

$$\dot{S}_n = \frac{1}{MT} \mathbf{j}_a [\text{rot } \mathbf{A} \times \mathbf{j}_m].$$

В нашей частной задаче внешние потенциалы, рассмотренные в данном параграфе, не учитываются, хотя они и могут при надлежащем выборе удельных зарядов повысить эффективность системы.

Перепишем теперь для рассматриваемого частного случая уравнение переноса энтропии в виде

$$\begin{aligned} \frac{dS_{mV}}{dt} = & -\mathbf{j}_q \frac{c_{pO_2} \dot{G}_{O_2} Gc (T - T_{O_2})}{(TGc + T_{O_2} c_{pO_2} \dot{G}_{O_2} t)^2} + \frac{\dot{G}_n (I_n - Z_n)}{VT_n \left( M_0 + \frac{\dot{G}_{O_2}}{g} t \right)} - \\ & - \frac{\dot{G}_a (I_a - Z_a)}{VT_a \left( M_0 + \frac{\dot{G}_{O_2}}{g} t \right)} + \frac{v_n}{V} \left( \frac{\dot{G}_a}{g} v_a - \frac{\dot{G}_n}{g} v_n \right). \end{aligned}$$

Решением этого уравнения будет выражение

$$\Delta S_{mV} = - \int_{\tau_0}^{\tau} \frac{A dt}{(B + Ct)^2} + \int_{\tau_0}^{\tau} \frac{D dt}{E + Ht} - \int_{\tau_0}^{\tau} \frac{B dt}{K + It} - \int_{\tau_0}^{\tau} M dt$$

или окончательно

$$\begin{aligned} \Delta S_{mV} = & \frac{A}{C(B + C\tau)} + \frac{D}{H} \ln |E + H\tau| - \frac{B}{I} \ln |K + I\tau| + \\ & + M\tau - \frac{A}{BC} - \frac{D}{H} \ln E + \frac{B}{I} \ln K, \end{aligned}$$

где

$$A = j_q c_{pO_2} \dot{G}_{O_2} Gc (T - T_{O_2}); \quad B = TGc; \quad C = T_{O_2} c_{pO_2} \dot{G}_{O_2};$$

$$D = \dot{G}_n (I_n - Z_n); \quad E = VT_n M_0; \quad H = VT_n \frac{\dot{G}_{O_2}}{g};$$

$$B = \dot{G}_a (I_a - Z_a); \quad K = VT_a M_0; \quad I = VT_a \frac{\dot{G}_{O_2}}{g};$$

$$M = \frac{v_n}{V} \left( \frac{\dot{G}_a}{g} v_a - \frac{\dot{G}_n}{g} v_n \right).$$



Все постоянные, входящие в выражение для  $\Delta S_{mV}$ , определяются на стадии проектных проработок, поэтому данная задача здесь до численного результата доведена быть не может.

Поскольку величина  $\Delta S_{mV}$  должна быть минимальной, полученное выражение необходимо выразить графически в виде функции  $\Delta S_{mV} = f(\tau)$ , откуда определять наиболее выгодное значение цикла или времени функционирования  $\tau$ . Можно, конечно, находить экстремум и исследовать его на минимум аналитически, а в общем случае даже применять вариационный анализ, однако следует ожидать, что в большинстве случаев это не будет оправдываться сложностью аналитического выражения для  $\Delta S_{mV}$ . За критерий обратимости целесообразно принять величину

$$\eta_S = 1 + \frac{\Delta S_{mV}}{S_{O_{mV}}} = 1 + \frac{\Delta S_{mV} T_0}{\Phi'} = 1 + \frac{\Delta S_{mV} T_0}{\Phi'_a + \Phi'_T + \Phi'_K + \dots},$$

причем  $1 < \eta_S < \infty$ .

Таким образом, если  $\eta_S = 1$ , то процесс обратим ( $\Delta S_{mV} = 0$ ), в других же случаях — необратим. Поскольку везде используется понятие фиктивной энтропии

$$S = S_T + \frac{E_K}{T},$$

где  $S_T$  — термодинамическая функция энтропия,  $E_K$  — кинетическая энергия тяговой системы,  $T$  — ее температура; величина  $\eta_S$  может принимать любые, как угодно большие, значения.

В общем случае само понятие  $S_T$  требует существенной детализации, так как оно должно отражать конструктивную сложность и стоимость тяговой системы, а не быть простой суммой энтропий отдельных ее элементов. Этот вопрос в данной книге не рассматривается, так как связан с решением не только технических, но и экономических проблем.

**Методы упрощенных анализов** необходимы для оценки энергетической эффективности тяговой системы, которая должна предшествовать анализу термодинамической обратимости, проведенному выше.

Известно, что для стационарно работающих двигателей критерием эффективности может служить предложенный Н. Е. Жуковским и Б. С. Стечкиным тяговый, или полетный, к. п. д. [83]

$$\eta_{\Pi} = \frac{2v_H(\beta v_a - v_H)}{\beta v_a^2 - v_H^2},$$

где  $\beta$  — увеличение массы рабочего тела в двигателе.

Очевидно, что при  $\beta = 1$

$$\eta_{\Pi} = \frac{2v_H}{v_a + v_H} = \frac{2v_H/v_a}{1 + v_H/v_a},$$

т. е. при  $v_a < v_H$  (характерный случай для космических ракет)  $\eta_{\Pi} > 1$ , что лишает его наглядности.

В дальнейшем появилось много модификаций этого к. п. д., и в частности такая [84]:

$$\eta_{\text{п}} = \frac{2v_{\text{н}}/v_{\text{а}}}{1 + (v_{\text{н}}/v_{\text{а}})^2},$$

которая применима для случаев  $v_{\text{а}} < v_{\text{н}}$  опять-таки при установившемся режиме полета и работе двигателя.

В последнее время в связи с множественностью толкования этого коэффициента была предпринята попытка [85] более строгого его определения, причем считалось, что он должен удовлетворять следующим необходимым требованиям:

- 1) максимум  $\eta_{\text{п}}$  соответствует вариационному решению уравнения движения;
- 2) коэффициент  $\eta_{\text{п}}$  остается инвариантным при переходе от одной системы координат к другой;
- 3) значение  $\eta_{\text{п}}$  лежит в пределах  $0 < \eta_{\text{п}} \leq 1$ .

Показывается, что всем этим требованиям удовлетворяет выражение

$$\eta_{\text{п}} = \frac{M_{\text{п.г}}(v_{\text{к}} - v_{\text{н}})^2}{2\Phi'},$$

где  $M_{\text{п.г}}$  — масса полезного груза,  $v_{\text{к}}$  и  $v_{\text{н}}$  — соответственно конечное и начальное значения скорости полета, а  $\Phi'$  — суммарный начальный энергетический потенциал космической системы.

Для определения минимального значения  $\Phi'$  необходимо провести энергетический и силовой анализ нескольких вариантов тяговых систем, разработанных на уровне технического проекта. Тем не менее получим только их сравнение по величине  $\eta_{\text{п}}$ , но методы возможного увеличения этого коэффициента останутся неизвестными. Не ясна также эффективность запаса бортовой массы, поскольку в  $\Phi'$  не входит ее энергетический эквивалент. Может оказаться поэтому, что применение тепловых аккумуляторов, например с разогретой водой, имеющих большой расход массы при малой начальной энергии, даст большее значение  $\eta_{\text{п}}$ , чем самые совершенные ракеты на химических топливах. Более удобен, по-видимому, другой критерий эффективности, равный отношению полной работы реактивной струи к полному расходу массы, как возможного эквивалента энергии, и называемый нами эффективным к. п. д.

$$\eta_{\text{э}} = \frac{g \int_0^{t_{\text{к}}} R(t) R_{\text{уд}}(t) dt}{c^2 \int_0^{t_{\text{к}}} \dot{G}(t) dt}.$$

Предположим, что тяга  $R(t)$ , удельная тяга  $R_{\text{уд}}(t)$  и секундный расход бортовой массы  $\dot{G}(t)$  в течение всего времени полета постоян-

ны. Тогда, приняв во внимание, что

$$R_{\text{уд}}(t) = \frac{R(t)}{g\dot{G}(t)} = \frac{v_a}{g},$$

где  $v_a$  — скорость истечения реактивной струи, можно написать

$$\eta_0 = \frac{gRR_{\text{уд}}}{Rc^2/R_{\text{уд}}g} = \frac{g^2R_{\text{уд}}^2}{c^2} = \frac{v_a^2}{c^2}.$$

Такой критерий очень удобен, так как сравнивается скорость истечения реактивной массы с абсолютной физической величиной — скоростью света. Заметим, что критерий  $v_a/c$  применялся и ранее [86], однако он меньше отвечает физическому смыслу.

Для тяговых систем, использующих внешние ресурсы, имеет смысл ввести фиктивную скорость истечения  $v_a^\phi$ , определяемую через расход бортовой массы  $\dot{G}(t)$  и полную тягу  $R(t)$ :

$$v_a^\phi(t) = g \frac{R(t)}{\dot{G}(t)},$$

Т а б л и ц а 4.3

*Сравнительные энергетические эффективности космических тяговых систем*

Тяговая система	$\Phi'$ , дж	$v_a^\phi$ , м/сек	$\eta_{\text{п}}$	$\eta_0$
Баллистическая ракета на химическом топливе ( $V = 2$ )	$6,6 \cdot 10^{10}$	1 995	$3,4 \cdot 10^{-3}$	$2,25 \cdot 10^{-10}$
Баллистические ракеты на ядерном топливе	$4,7 \cdot 10^{14}$	9 000	$\sim 6 \cdot 10^{-7}$	$9 \cdot 10^{-10}$
Баллистические ракеты с использованием атмосферы в двигательной установке первой ступени	—	10 000	—	$1,1 \cdot 10^{-9}$
Орбитальная накопительная станция	$7,5 \cdot 10^{14}$	7 000	0,0	$5,5 \cdot 10^{-10}$
Электростатическая (кулоновская) тяговая система	—	$10^5$	—	$1,1 \cdot 10^{-7}$
Солнечный парус	—	$10^5$	—	$1,1 \cdot 10^{-7}$
Идеальная фотонная ракета	—	$3 \cdot 10^8$	—	1,0

и заранее условиться о методе ее усреднения за время выполнения космической задачи

$$\bar{v}_a^\Phi = \frac{\int_0^{t_k} v_a^\Phi dt}{\int_0^{t_k} dt}.$$

Таким образом, будем иметь общий критерий эффективности

$$\eta_a = \frac{(\bar{v}_a^\Phi)^2}{c^2},$$

который достигает единицы при использовании бортовых ресурсов только для идеальных фотонных двигателей.

Примеры оценок  $\eta_n$  и  $\eta_a$  для многих тяговых систем приведены в табл. 4.3, из которой видно, насколько эффективны способы использования внешних ресурсов. В тяговых системах, имеющих очень малые расходы реактивной массы или вообще не расходующие ее (солнечный парус), учитывается унос бортовой массы при испарении материалов в вакууме.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Колосовский Н. А. Химическая термодинамика. М., ОГИЗ 1934.
2. Семенченко В. К. Избранные главы теоретической физики. М., Учпедгиз, 1960.
3. Вейник А. И. Термодинамика. Минск, Изд-во Министерства высшего и средн. спец. и проф. образ. БССР 1961.
4. Феньеш И. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 35, 1039 (1958).
5. Ноздрев В. Ф. Курс термодинамики. М., «Высшая школа», 1961.
6. Гвай И. И. О малоизвестной гипотезе Циолковского. Калуга, Книжное издательство, 1959.
7. Де Гроот С. Р. Термодинамика необратимых процессов. М., Гос-теххимиздат, 1956.
8. Пригожин И. Введение в термодинамику необратимых процессов. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
9. Лыков А. В., Михайлов Ю. А. Теория переноса энергии и вещества. Минск, Изд-во Акад. наук БССР, 1959.
10. Хвольсон О. Д. Критический этюд. СПб, 1911.
11. Eddington A. In: The Nature of Physical World. Cambridge, 1935, p. 90.
12. Jeans J. In: The Universe around us Cambridge, 1948, p. 323.
13. Умов Н. А. Собрание сочинений. Т. 3. Изд. Моск. общ-ва испытат. природы, 1916.
14. Козырев Н. А. Причинная или несимметричная механика в линейном приближении, Пулково, Изд-во ГАО АН СССР, 1958.
15. Де Гроот С., Мазур П. Неравновесная термодинамика. М., «Мир», 1964.
16. Меллер Х. В сб. «Новейшие проблемы гравитации», М., Изд-во иностр. лит., 1961.
17. Кондратьев В. Н. Структура атомов и молекул. М., Физматгиз, 1959.
18. Jannaу G., Hughes A. Proc. Nat. Acad. Amer., 12, 169 (1926).

19. Зоммерфельд А. Термодинамика и статистическая физика. М., Изд-во иностр. лит., 1955.
20. Лич Дж. У. Классическая механика. М., Изд-во иностр. лит., 1961.
21. Фрейнберг Е. Л. «Успехи физ. наук», № 9 (1962).
22. Плазменные и электростатические ракетные двигатели. Сб. переводов. Под ред. Д. В. Разевича. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
23. Геворкян Р. Г. О законе сохранения и превращения энергии. М., Оборонгиз, 1960. (Тр. МАТИ. Вып. 46).
24. Леонтович М. А. Введение в термодинамику. М., Гостехтеориздат, 1951.
25. Мајорана С. *Bul. stunt Sec. Mat. Si. fic*, 5, No. 4, 593 (1953).
26. Мамонтов М. А. Вопросы термодинамики тела переменной массы. М., Оборонгиз, 1961.
27. Jeans J. *The Mathematical theory of Electricity and Magnetism*. Cambridge Univ. Press, 1946.
28. Тамм И. Е. Основы теории электричества. М., Гостехтеориздат, 1957.
29. Weyl A. R. *Aeronautics*, 39, No. 5, 16 (1959).
30. Вопросы термодинамического анализа (эксергетический метод). Сб. перев. Под ред. В. М. Бродянского. М., «Мир», (1965).
31. Новиков И. И., Воскресенский К. Д. Прикладная термодинамика и теплопередача. М., Госатомиздат, 1961.
32. Маделунг Э. Математический аппарат физики. М., Физматгиз, 1961.
33. Guggenheim E. A. *Thermodynamics* Amsterdam, 1957.
34. Масюков В. Н. Квантование энергии, энтропия и новая функция состояния тел. М., Изд-во ВАСХНИЛ, 1957.
35. Годнев И. Н. Вычисление термодинамических функций по молекулярным данным. М., Гостехиздат, 1956.
36. Хргиан А. Г. Физика атмосферы. М., Физматгиз, 1958.
37. Planck M. *Vorlesungen über Thermodynamik*, 1927.
38. Debye P., Hückel Z. *Phys.*, 24, 185 (1923).
39. Масюков В. Н. Энтропия и статистическое обоснование новой функции состояния физических тел. М., Изд-во ВАСХНИЛ, 1958.
40. Перельман Р. Г. Двигатели галактических кораблей. М., Изд-во АН СССР, 1962.
41. Петровский И. Г. Лекции об уравнениях с частными производными. М., Физматгиз, 1961.
42. Шредингер Э. Статистическая термодинамика. М., Изд-во иностр. лит., 1948.
43. Аккерет Дж. «Вопросы ракетной техники», № 11, 37 (1961).
44. Зенгер Е. «Вопр. ракетн. техн.», № 9, (1960).
45. Гайзер Ю. П. «Ж. инженерно-техн. физ.», 36, № 5, 1583 (1959).
46. Фишер И. З. и др. «Ж. физ. химии», 35, 1877 (1961).
47. Дмитриев А. А. «Инженерно-физ. ж.», 4, № 11, 114 (1961).
48. Коплянский А. Е. и др. Теоретические основы электротехники М.—Л., Госэнергоиздат, 1961.
49. Сыркина Я. К. «Известия Иваново-Вознесенского Политехн. ин-та», 8, № 1, 101 (1924).
50. Морс Ф. М., Фешбах Г. Методы теоретической физики. Т. 1, 2. М., Изд-во иностр. лит., 1958. \*
51. Борисенко А. И. Газовая динамика двигателей. М., Оборонгиз, 1962.
52. Вулис Л. А. Термодинамика газовых потоков. М., Госэнергоиздат, 1950.
53. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды М., Гостехтеориздат, 1955.
54. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М., Гостехтеориздат, 1953.
55. Кошляков Н. С. и др. Основные дифференциальные уравнения математической физики. М., Физматгиз, 1962.

56. Смирнов В. М. Курс высшей математики. Т. П. М., Физматгиз, 1962.
57. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М., Гостехтеориздат, 1953.
58. Радзиевский В. В., Кагальникова И. И. «Бюл. Всес. астрон. геод. об-ва», № 26 (33), 3 (1960).
59. Фок В. А. Теория пространства, времени и тяготения. М., Физматгиз, 1961.
60. Берштейн И. Л., Герценштейн М. Е. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 37, 1832 (1959).
61. Де Гроот С. В сб. «Термодинамика необратимых процессов», М., Изд-во иностр. лит., 1962, стр. 146—177.
62. Загорский Т. Я. Смешанные задачи для системы дифференциальных уравнений с частными производными параболического типа. Львов, Изд-во Львовск. ун-та, 1961.
63. Rogorzelski W. Ricerche di Matematica, 5, No. 1, 25 (1956).
64. Rogorzelski W. Ricerche di Matematica, 6, No. 2, 162 (1957).
65. Лопатинский Я. Б. «Укр. матем. ж.», 5, 193 (1953).
66. Кочина Н. Г. «Труды ин-та теор. астрон. АН СССР», IX, 65 (1962).
67. Исследование оптимальных режимов движения ракет. Сб. перев. Под ред. И. Н. Садовского. М., Оборонгиз, 1959.
68. Дубошин Г. Н. Теория притяжения. М., Физматгиз, 1961.
69. Гобсон Е. В. Теория сферических и эллипсоидальных функций. М., Изд-во иностр. лит., 1952.
70. Сретенский Л. Н. Теория ньютоновского потенциала. М., Гостехиздат, 1946.
71. Гюнтер Н. М. Теория потенциала и ее применение к основным задачам математической физики. М., Гостехиздат, 1953.
72. Смольский Х. Л. «Успехи матем. наук», 12, 4 (1957).
73. Шапиро Ю. А. «Инженерно-физ. ж.», 4, № 6, 101 (1961).
74. Ковальский Дж. «Астронавтика и ракетодинамика», № 6, 21 (1961).
75. Вебер Д. Общая теория относительности и гравитационные волны. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
76. Попов Н. Н. «Изв. ВУЗов. Авиац. техн.», № 3, 46 (1962).
77. Власов А. А. Макроскопическая электродинамика. М., Гостехтеориздат, 1955.
78. Ладыженская О. А. «Математические вопросы динамики вязкой несжимаемой жидкости». М., Физматгиз, 1961.
79. Sibulkin M., Gallaker W. H. AIAA J., 1, No. 6, 1452 (1963).
80. Авдеевский В. С. и др. Основы теплопередачи в авиационной и ракетной технике. М., Оборонгиз, 1960.
81. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Т. 1, 2. М., Изд-во АН СССР, 1962.
82. Погорелов Д. А. Теория кеплеровых движений летательных аппаратов. М., Физматгиз, 1961.
83. Бондарюк М. М., Ильяшенко С. М. Прямочные воздушно-реактивные двигатели. М., Оборонгиз, 1958.
84. Синярев Г. Б., Добровольский М. В. Жидкостные ракетные двигатели. М., Оборонгиз, 1957.
85. Fox R. J. Astronautics Sci., 6, No. 1, 13 (1959).
86. Зенгер Е. «Вопр. ракетн. техн.». № 2, 20 (1954).

## Приложение А

### НЕКОТОРЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ПОСТОЯННЫЕ

Гравитационная постоянная	$\gamma = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3/(\text{кг} \cdot \text{сек}^2)$
Диэлектрическая проницаемость вакуума	$\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ ф/м}$
Магнитная проницаемость вакуума	$\mu_0 = 1,257 \cdot 10^{-6} \text{ гн/м}$
Мольный объем газа при нормальных условиях	$V_{\mu} = 22,4 \text{ м}^3 \text{ кмоль}^{-1}$
Постоянная Больцмана	$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ дж/град}$
Постоянная Планка	$h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ дж} \cdot \text{сек}$
Постоянная Стефана — Больцмана	$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}^4)$
Скорость света в вакууме	$c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/сек}$
Удельный заряд электрона	$q_{me} = 1,76 \cdot 10^{11} \text{ к/кг}$
Удельный заряд протона	$q_{mp} = 9,59 \cdot 10^7 \text{ к/кг}$
Элементарный заряд электрона (протона)	$q_{e,p} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ к}$
Число Авогадро	$N_A = 6,02 \cdot 10^{26} \text{ кмоль}^{-1}$

## Приложение Б

### ВЛИЯНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ ИНДУКЦИОННЫХ ЯВЛЕНИЙ НА ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКУЮ ПОДЪЕМНУЮ СИЛУ

В гл. 3 и 4 говорилось о том, что явление электростатической индукции может существенно ухудшить тяговые характеристики электростатических левитирующих летательных аппаратов. Отмечалось также, что сила притяжения точечного тела к диэлектрической поверхности выражается зависимо-стью

$$F = \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 1} \cdot \frac{Q^2}{16\pi h^2 \epsilon_0} \left(1 - e^{-\frac{\sigma}{\epsilon \epsilon_0} t}\right) \quad (4.1)$$

и может суммироваться с кулоновскими силами, определяемыми обычным способом. Поэтому индукционные силы можно в первом приближении изучать независимо от кулоновских.

Формула (4.1), так же как и другие соотношения для индукционных явлений, выводится с использованием метода зеркальных отображений (рис. 4.2), в котором вычисляется кулоновское взаимодействие исходного заряда  $Q$  и «отраженного» фиктивного заряда  $-Q^*$ , значение которого

$$Q^* = -\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 1} Q. \quad (4.2)$$

В действительности же это взаимодействие является следствием того, что плоскость раздела двух сред несет индуцированный заряд, плотность которого для случая проводящей поверхности равна

$$Q_S = \frac{Qh}{2\pi r^3}.$$

Очевидно, что при мгновенном возникновении заряда (идеализированный случай) индукционная сила притяжения экспоненциально возрастет от 0 до  $F$ . Это произойдет потому, что под действием создаваемой точечным зарядом  $Q$  напряженности электростатического поля

$$E = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (4.3)$$

возникает мгновенный ток проводимости, или активный ток

$$I_{\text{пр}} = \sigma E_T, \quad (4.4)$$

и мгновенный ток смещения (поляризации), или реактивный ток

$$I_C = \epsilon E_{\text{н}}, \quad (4.5)$$

которые затухают по экспоненциальному закону, по мере того как устанавливается равновесие первичного и отраженного полей.

Вычислить аналитически законы затухания этих токов не представляется возможным, поскольку не изучена динамика индукционных процессов в сложных системах, хотя исследование ведется с 1758 г., когда русский академик Ф. Эпинус — современник М. В. Ломоносова — впервые открыл и описал это явление. В настоящее время поведение диэлектриков в переменных полях (чаще всего синусоидальных) в каждом случае определяется экспериментально. Однако, эксперименты по нарастанию поляризации при включении поля практически отсутствуют.

Каждый диэлектрик характеризуется не только статической, но и динамической, т. е. зависящей от частоты, диэлектрической проницаемостью  $\epsilon(\nu)$ . В гл. 1 отмечалась также зависимость  $\epsilon$  от напряженности поля  $E$  и температуры.

Индукционные явления, обусловленные поляризацией и приводящие к изменению  $\epsilon$ , характеризуются различным временем релаксации по отдельным механизмам поляризации, причем это время часто существенно зависит от напряженности поля и температуры.

Ниже приведены времена релаксации при различной поляризации (сек):

Электронная . . . . .	$10^{-15}$ — $10^{-16}$
Ионная . . . . .	$10^{-12}$ — $10^{-13}$
Дипольная в полярных диэлектриках	$10^{-2}$ — $10^{-8}$
Ионно-релаксационная . . . . .	$10^{-2}$ — $10^{-8}$
Межслойная (для слоистых диэлектриков) . . . . .	$10$ — $2 \cdot 10^2$
Высоковольтная . . . . .	$10^3$ — $10^4$
Электретная . . . . .	$10^3$ — $10^6$
Некоторые виды поляризации в магнитном поле . . . . .	$10$ — $10^6$

От соотношения между этими эффектами зависит общее время релаксации. Следует заметить, что сами термины «диэлектрик» или «проводник» определяются не величиной  $\epsilon$  или  $\sigma$ , а комплексом  $\frac{\sigma}{\epsilon\omega}$ , где  $\epsilon$  — статическая диэлектрическая проницаемость;  $\omega = 2\pi\nu$  — круговая частота, сек $^{-1}$ ;  $\nu$  — частота. Если  $\frac{\sigma}{\epsilon\omega} \ll 1$ , то вещество характеризуется как диэлектрик, а при

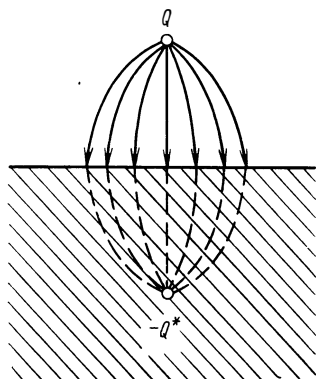


Рис. 4.2. Схема взаимодействия заряда с проводящей поверхностью.



$\frac{\sigma}{\omega \epsilon} \gg 1$  — как проводник (рис. 4.3). Даже серебро может при сверхвысоких частотах (пока недоступных современной технике) быть диэлектриком.

Каждый из перечисленных выше механизмов поляризации в той или иной степени характерен для любого диэлектрика. В стекле, например, при обычной температуре наблюдается в основном ионно-релаксационная поляризация, характеристики которой, а следовательно, и величина  $\epsilon$ , существенно зависят от технологии его изготовления.

Незначительное содержание примесей, изменение напряженности внешнего поля или температуры диэлектрика может сильно изменить его релаксационные свойства. В силу этого электрические параметры систем, содержащих диэлектрик, проверяются всегда экспериментально не только в переменных, но и в стационарных электрических полях.

В данном случае нас интересует поведение заряженного сферического летательного аппарата над поверхностью незаряженного диэлектрика. По-видимому, искусственные взлетные и посадочные площадки — электроды целесообразно делать слоистыми, так как это не только улучшает обычные эксплуатационные, но и электродинамические их свойства, поскольку диэлектрическая проницаемость двухслойного диэлектрика определяется зависимостью

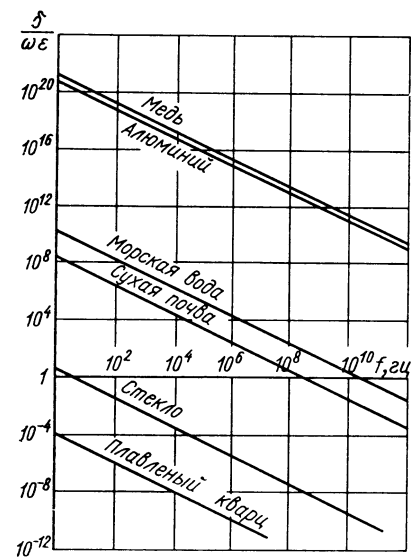


Рис. 4.3. Зависимость  $\frac{\sigma}{\omega \epsilon}$  для различных материалов от частоты.

$$\epsilon = \frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\frac{\delta_1}{\delta_\Sigma} \epsilon_2 + \frac{\delta_2}{\delta_\Sigma} \epsilon_1}, \quad (4.6)$$

где  $\epsilon_i$  — диэлектрическая проницаемость ( $i = 1, 2$ );  $\delta_i$  — толщина каждого слоя;  $\delta_\Sigma$  — общая толщина диэлектрика. Очевидно, например, что слоистый электрод будет лучше работать на поверхности Луны, где резкие колебания температуры не позволяют применять верхний слой из высококачественных нелинейных диэлектриков (пьезокерамики). Оптимизация толщин и электрических параметров слов может проводиться на основе не только условий теплозащиты, но и электрических параметров тяговой системы летательного аппарата использующего данный электродом.

Качественная сторона динамического поведения такой системы была проверена экспериментально на специальной установке (рис. 4.4), которая состояла из слоистого диэлектрика (1), выполненного в форме диска, вращающего механизма (2), модели сферического летательного аппарата с металлизированным проводящим покрытием (3), подвешенной на одно из плеч технических весов типа «Госметр» (4), киловольтметра ГОСТ 1845-50 (5), позволяющего измерять потенциалы до 3 кВ (пробивное напряжение 7 кВ) с точностью до 1,5%, микроамперметра ГОСТ 8711-60 (6), позволяющего измерять токи утечки до 500 мкА с точностью до 1,5%, и большой электрофорной машины, способной создавать потенциалы обоих знаков до 50 кВ. На рис. 4.5 приведена схема рабочего участка установки, ограниченного двумя изолированными пластинами, в которых укреплены зонд и эмиттер. Расположение этих пластин, их размеры и зазор между ними и вращающимся плоским слоистым диэлектриком (см. рис. 4.4) выбраны экспериментально

с таким расчетом, чтобы погрешности от аэродинамического эффекта были сведены практически к нулю (показания весов при остановленном и вращающемся диске совпадают). Наконец, на стрелочном указателе весов (рис. 4.4) укреплен дополнительный груз, позволяющий увеличить диапазон измеряемых сил (тарировочная кривая приведена на рис. 4.6). Рабочий участок выполнен таким образом, чтобы возмущения от кулоновского взаимодействия модели, зонда и эмиттера были сведены к минимуму (сила, регистрируемая весами при убранных дисках при незаряженной и заряженной моделях, была с точностью до 3—5% одна и та же).

Прежде чем начать эксперимент, опытным путем подобрали оптимальные условия для его проведения. При этом были выявлены следующие обстоятельства, существенно снижающие точность проведения опытов:

биение высоты модели над поверхностью диэлектрика составляло  $\pm 0,2$  м.м.;  
при потенциале зонда выше 2 кВ воздух сильно ионизован и заряд стекает с модели очень быстро;

при потенциале на зонде меньше 2 кВ индукционная сила, а следовательно, и точность ее определения на весах резко уменьшается;

положение коромысла весов во время проведения опытов в некоторых случаях было не устойчивым, что приводило к ускоренному стеканию заряда с модели;

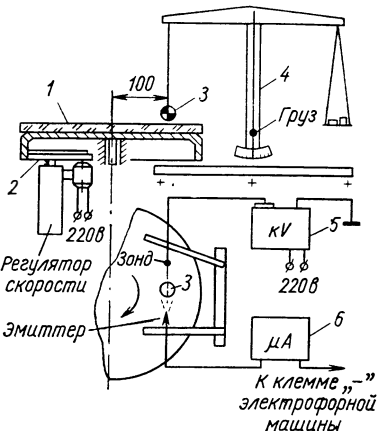


Рис. 4.4. Схема экспериментальной установки.

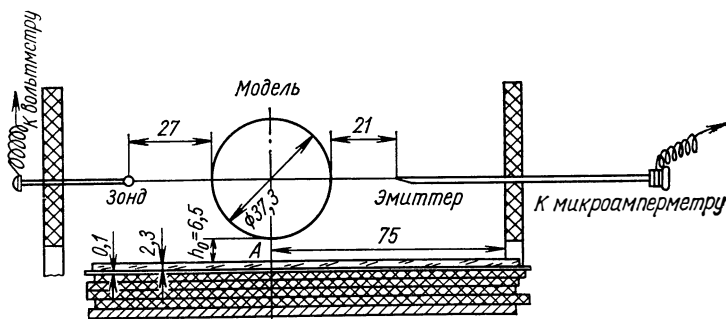


Рис. 4.5. Схема рабочего участка установки.

при оптимальном начальном потенциале зонда 2 кВ ток утечки при зарядке модели был ничтожно мал (примерно 0,5 мкА), что затрудняло его точное измерение;

процесс зарядки модели эмиттером (рис. 4.5) на расстоянии не приводит к механическим возмущениям весов и не снижает точности их показаний, но зато вызывает незначительную зарядку в первоначальный момент времени поверхности плоского диэлектрика и зонда зарядом того же знака, что и на модели. Поэтому следует проводить эксперимент с учетом динамики разрядки диэлектрика и модели, а кроме того, экспериментально подбирать геометрию эмиттера и его расстояние от модели;

поле, замеряемое зондом, искажается в результате его присутствия, что утщет практически невозможно;

во время проведения опыта заряды на сфере и диэлектрике перераспределяются, следовательно, зонд не может измерять утечку заряда с модели;

одновременное считывание показаний киловольтметра, весов и секундомера дополнительно увеличивает погрешности эксперимента;

постепенная высоковольтная и межслойная поляризация диэлектрических пластин меняет с течением времени показания весов, внося в них систематически нарастающую погрешность;

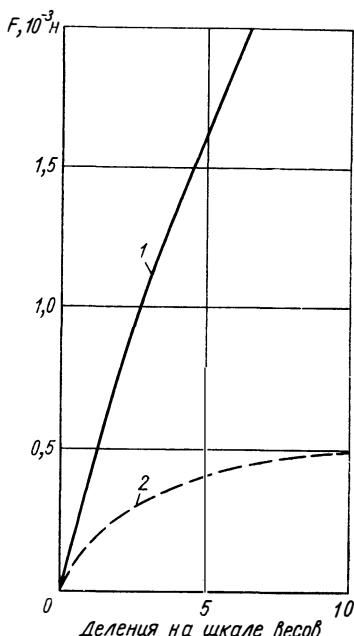
снятие поляризационного заряда с вращающихся дисков после каждого опыта приводит к различной величине биений высоты (расстояния от диска до модели) от опыта к опыту;

показания весов и киловольтметра, т. е. результаты опытов, в существенной степени зависят от давления, температуры, а главное, влажности атмосферного воздуха. В дождливую погоду эксперименты, как правило, не удавались;

быстрая зарядка модели приводит к большой нестабильности результатов из-за трудности контролирования показаний киловольтметра, а медленная — к преждевременной поляризации дисков и уменьшению динамических эффектов. Оптимальное время зарядки 30 сек.

Все это позволило считать проведенные эксперименты скорее качественными, чем количественными, что, однако, облегчило выбор аппаратуры, например, простейшего шарикового зонда, киловольтметра и т. д. Для более детальных экспериментов, которые будут, вероятно, проводиться в даль-

Рис. 4.6. Тарировочная кривая весового устройства с грузом (1) и без груза (2).



нейшем при создании летательных аппаратов рассматриваемого типа, потребуются организация специальных лабораторий и стендов, оснащенных соответствующей аппаратурой и системами единого времени. Зондовые измерения поля следует проводить не в одной, а во многих точках, особенно для моделей сложной формы.

На рис. 4.7 приведены экспериментальные результаты по силовому взаимодействию модели и диска с учетом статической поляризации. Модель заряжалась в течение 30 сек, причем зонд в это время показывал отрицательный потенциал 2 кв. При достижении указанного потенциала его величина поддерживалась постоянной в течение нескольких секунд, после чего электрофорную машину останавливали, отрицательные заряды с зонда стекали на заземление (см. рис. 4.4), и зонд, будучи заряженным положительно за счет индукции, регистрировал отрицательный заряд модели.

Из рис. 4.7 видно, что время выдержки существенно влияет на динамику процесса. Во всех случаях в первый момент времени после прекращения зарядки наблюдалась кулоновская сила отталкивания, максимальное значение которой равнялось примерно 0,0002 н.

На 20—40-й секунде начинала преобладать индукционная сила притяжения, которая по мере уменьшения расстояния между моделью и диском, а также вследствие его дальнейшей поляризации быстро возрастала до 0,0016 н. Конец эксперимента определялся касанием моделью диска.

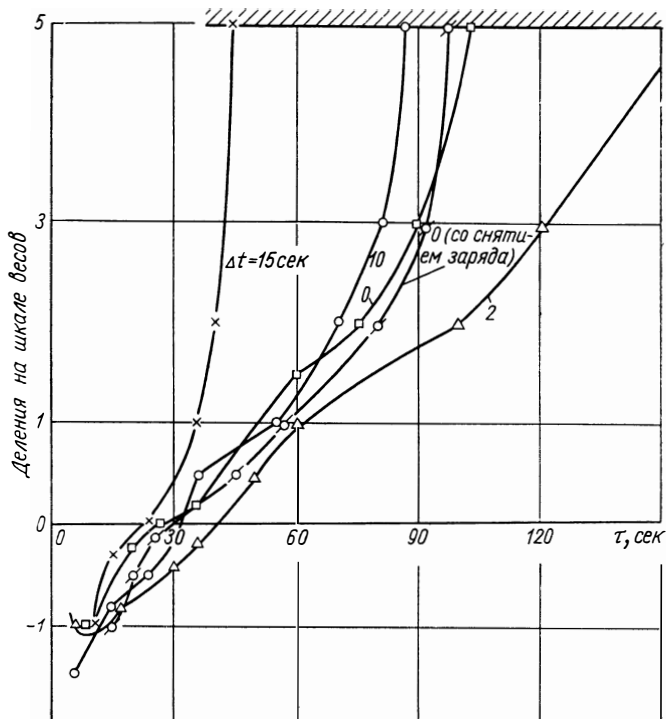


Рис. 4.7. Экспериментальная зависимость силы индукционного взаимодействия от времени для статического случая при разном времени выдержки  $\Delta t$  и потенциале  $V_0 = -2$  кв.

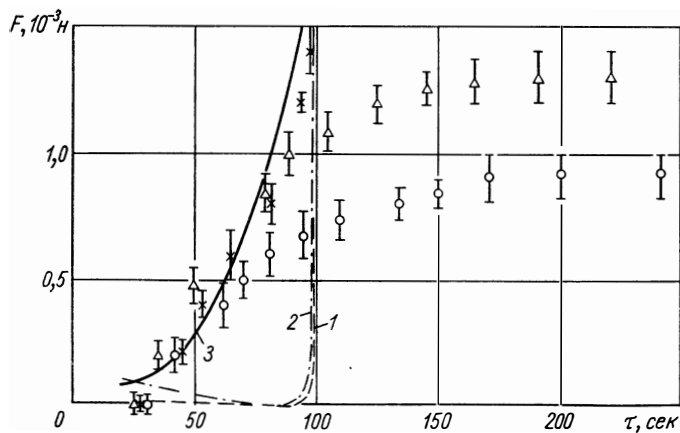


Рис. 4.8. Экспериментальная зависимость сил индукционного взаимодействия от времени для статического ( $\times$ ) и динамических случаев при относительной скорости 0,393 м/сек ( $\Delta$ ) и 0,785 м/сек ( $O$ ):

1—расчет для двух точечных зарядов при отсутствии влияния на зонд отраженного заряда; 2—расчет зарядов на сферических поверхностях при том же условии; 3—расчет по формуле (4.12).

Эксперимент, проведенный без выдержки модели в заряженном состоянии, несколько отличается от предыдущих, однако при этом могли сказаться многочисленные уменьшающие точность факторы, описанные выше. Проверка влияния остаточного заряда на эмиттер (он определяется в некоторой степени емкостью лейденских банок электрофорной машины) показала, что оно ничтожно, так как при его снятии за счет заземления, включаемого при остановке машины, результаты не менялись. Все дальнейшие эксперименты проводились с нулевой выдержкой, поскольку при этом получается минимальная погрешность от предварительной поляризации.

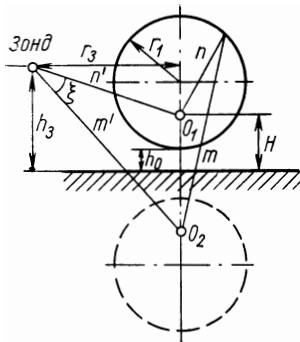


Рис. 4.9. Геометрическая схема эксперимента в биполярных координатах. Основные геометрические соотношения следующие:

- 1)  $\frac{m}{n} = e^a$ ; 2)  $\frac{m'}{n'} = e\eta$ ;
- 3)  $e^a = \frac{2h_0}{r_1 - \sqrt{\frac{r_1^2}{1 - e^{2a}}}} + 1$ ;
- 4)  $e\eta = \frac{\sqrt{r_3^2 + (H + h_3)^2}}{\sqrt{r_3^2 + (h_3 - H)^2}}$ ;
- 5)  $H = h_0 + r_1 - \sqrt{\frac{r_1^2}{1 - e^{2a}}}$ ;
- 6)  $\cos \xi = \frac{3H^2 - r_3^2 + h_3^2}{\sqrt{r_3^2 + (h_3 + H)^2}}$   
 $\rightarrow \frac{1}{\sqrt{r_3^2 + (h_3 - H)^2}}$ .

Прежде чем перейти к анализу результатов по динамическому силовому воздействию, необходимо проверить точность статического эксперимента. Для этого сравним опытные значения сил (рис. 4.8) с их расчетными значениями, используя экспериментальные данные о потенциалах зонда.

При количественной оценке результатов эксперимента воспользуемся бисферической системой координат с центрами  $O_1$  и  $O_2$  (рис. 4.9).

Вообще говоря, потенциал в точке  $Z$  определяется не только потенциалами модели и ее отражения, но еще и потенциалом отражения зонда. Однако последним обстоятельством можно пренебречь, так как при этом получается не оправданное точностью проведения эксперимента усложнение расчетных формул.

Соотношение между потенциалом модели  $\Phi_M$  и потенциалом ее отражения  $\Phi_0$  можно получить из следующей системы уравнений (см. гл. 3):

$$\begin{aligned} Q_M &= \beta_{11}\Phi_M + \beta_{12}\Phi_0; \\ Q_0 &= \beta_{21}\Phi_M + \beta_{22}\Phi_0, \end{aligned} \quad (4.7)$$

где  $Q_M$  и  $Q_0$  — соответственно заряды модели и ее отражения;  $\beta_{ij}$  — потенциальные коэффициенты. Их находят по формулам:

$$\beta_{11} = \beta_{22} = 4\pi\epsilon r_1 \operatorname{sh} \mu \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\operatorname{sh} (2n+1)\mu}; \quad (4.8)$$

$$\beta_{12} = \beta_{21} = -4\pi\epsilon r_1 \operatorname{sh} \mu \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\operatorname{sh} 2(n+1)\mu},$$

где  $\epsilon \approx \epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость воздуха;  $r$  — радиус модели и ее отражения,  $m$ ;  $\mu = \frac{\kappa}{2}$  — половина корня характеристического уравнения, определяемого соотношением

$$\operatorname{ch} \kappa = 4 \frac{h_0^2}{r_1^2} - \frac{8h_0}{r_1} - 1. \quad (4.9)$$

При этом, конечно, не учитывалось дополнительное индуктивное взаимодействие зонда и его отражения с моделью и ее отражением.

Зная соотношение между  $Q_M$  и  $Q_0$ , которое в силу аддитивности взаимодействия отдельных точек на действительное и отраженное изображение полностью соответствует выражению (4.9):

$$Q_0 = Q_M \frac{\varepsilon_g - 1}{\varepsilon_g + 1}, \quad (4.10)$$

где  $\varepsilon_g$  — средняя диэлектрическая проницаемость диска, определяемая выражением (4.6) через диэлектрические проницаемости и толщины отдельных слоев, найдем окончательное соотношение между потенциалами модели и ее отражения

$$\beta_{21}\Phi_M + \beta_{22}\Phi_0 = -\frac{\varepsilon_g - 1}{\varepsilon_g + 1} (\beta_{11}\Phi_M + \beta_{12}\Phi_0)$$

или

$$\Phi_0 = \Phi_M \frac{\beta_{12} + \frac{\varepsilon_g - 1}{\varepsilon_g + 1} \beta_{11}}{\beta_{11} + \frac{\varepsilon_g - 1}{\varepsilon_g + 1} \beta_{12}}. \quad (4.11)$$

Измерив величину потенциала зонда  $\Phi_3$  в процессе проведения эксперимента и найдя соотношение между  $\Phi_M$  и  $\Phi_0$  (4.11), можно получить значения  $\Phi_M$  и  $\Phi_0$  из выражения [см. 215, (гл. 3)]

$$\begin{aligned} \Phi_3 = \Phi_0 & \sqrt{\{2(\operatorname{ch} \eta - \cos \xi)\} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\operatorname{sh}\left(n + \frac{1}{2}\right)(a + \eta)}{\operatorname{sh}\left(n + \frac{1}{2}\right)2a} P_n(\cos \xi) e^{-\left(n + \frac{1}{2}\right)a}} + \\ & + \Phi_M \sqrt{\{2(\operatorname{ch} \eta - \cos \xi)\} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\operatorname{sh}\left(n + \frac{1}{2}\right)(a - \eta)}{\operatorname{sh}\left(n + \frac{1}{2}\right)2a} P_n(\cos \xi) e^{-\left(n + \frac{1}{2}\right)a}}, \end{aligned} \quad (4.12)$$

в котором  $a$ ,  $\eta$  и  $\cos \xi$  определяются с помощью рис. 4.9, а  $P_n(\cos \xi)$  есть полиномы Лежандра.

Значения  $\Phi_M$  приведены на рис. 4.10.

Зная, наконец,  $\Phi_M$  и  $\Phi_0$ , определяем силу взаимодействия между моделью и ее отражением, которая, очевидно, равна силе взаимодействия модели и диэлектрического диска:

$$F = \frac{10^{-9}}{9} \left( \frac{1}{2} \cdot \frac{dq_{11}}{dc} \Phi_M^2 + \frac{dq_{12}}{dc} \Phi_M \Phi_0 + \frac{1}{2} \cdot \frac{dq_{22}}{dc} \Phi_0^2 \right) \left( 1 - e^{-\frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon_g} t} \right). \quad (4.13)$$

В этой формуле размерность потенциалов — вольты. Значение  $\sigma$  для стекла равно  $10^{-12}$  *сим·м<sup>-1</sup>* ( $1$  *сим·м<sup>-1</sup>* =  $1$  *ом<sup>-1</sup>·м<sup>-1</sup>*), а для полихлорвинила  $10^{-13}$  *сим·м<sup>-1</sup>*, следовательно, можно принять  $10^{-12}$  *сим·м<sup>-1</sup>*. Для стекла  $\varepsilon_g = 6$ , а для полихлорвинила 3,2. Поэтому, согласно формуле (4.6), принимаем  $\varepsilon_g = 5,8$ .

Обозначив

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{dq_{11}}{dc} = \frac{1}{2} \cdot \frac{dq_{22}}{dc} = A, \quad (4.14)$$

и

$$\frac{dq_{12}}{dc} = B, \quad (4.15)$$

будем иметь

$$F = 0,111 \cdot 10^{-9} (A\varphi_M^2 + B\varphi_M\varphi_0 + A\varphi_0^2) (1 - e^{-0,113t \frac{1}{\varepsilon g}}) \text{ н.} \quad (4.16)$$

Значения  $A$  и  $B$ , взятые из табл. 3.10 (см. гл. 3), приведены на рис. 4.11 в зависимости от параметра

$$C = \frac{h_0}{r_1} + 2, \quad (4.17)$$

причем для определения  $h_0$  в функции показаний весов следует пользоваться рис. 4.12.

Этот пример показывает всю сложность и громоздкость вычисления услий от статических поляризационных явлений даже при условии

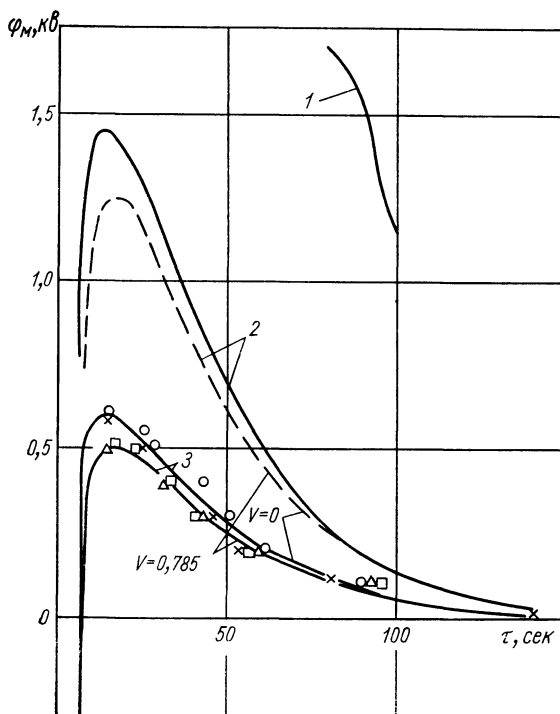


Рис. 4.10. Экспериментальная зависимость от времени потенциала зонда для статического ( $\times$ ,  $\circ$ ) и динамического ( $\triangle$ ,  $\square$ ) случаев. Приведена также расчетная зависимость потенциала на модели для статического (сплошная кривая) и динамического (пунктирная) случаев:

1—истинный потенциал модели; 2— потенциал, рассчитанный для изолированной модели; 3—зонд.

з а м е р е н н ы х потенциалов зонда и высоты  $h_0$ . Упрощение этих вычислений, например представление зарядов  $Q_M$  и  $Q_0$  сведенными в точку, совпадающую с центром каждой сферы, в совокупности с предположением о независимости потенциала зонда от отраженного заряда дает неприемлемое

отклонение от экспериментальных значений (пунктирная линия на рис. 4.10). То же самое можно сказать и о расчете по формуле (4.16), когда потенциал модели определяется в предположении, что на нее и на зонд не действуют никакие посторонние поля, в частности от отражения модели (см. рис. 4.8).

Задача чисто теоретического определения усилий при учете стекания заряда с модели (или с натурального объекта) без точного замера высоты  $h_0$  и потенциала  $\varphi_3$  в каждый момент времени практически неразрешима. Если же модель имеет сложную, а не простую сферическую форму, то практически будет невозможно провести даже такую проверку экспериментальных результатов, поэтому для кон-

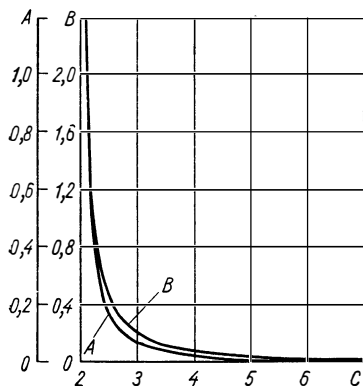


Рис. 4.11. Зависимость коэффициентов А и В формулы от С.

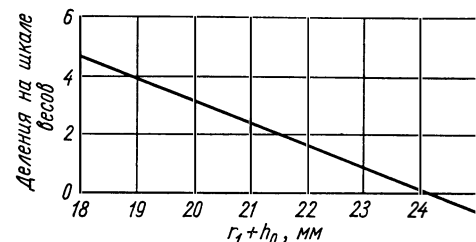


Рис. 4.12. Соотношения между числом делений весового устройства и высотой центра сферы над плоскостью.

троля правильности проведения эксперимента потребуется, очевидно, всегда тарировать весовое устройство на сферическом проводящем эталоне, как это было рассмотрено в нашем примере, а иногда и измерять заряд, сообщенный модели.

Для случая, когда диск вращается, изображение модели искривляется, а не остается сферическим. Поэтому полуэмпирическая проверка эксперимента в общем случае невозможна, и приходится довольствоваться непосредственными замерами усилий (рис. 4.13), которые в обработанном виде представлены на рис. 4.8.

Реальный закон изменения поля для натуральных условий и модели легко получить из геометрического рассмотрения схемы полета (см. рис. 4.4 и 4.5). Очевидно, что расстояние от нижней точки модели до фиксированной точки на диске, расположенной на радиусе  $R$  ( $R = 100$  мм) и вращающейся вместе с этим диском, определится формулой

$$r_m = \sqrt{4R^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2} + h_0^2}, \quad (4.18)$$

где  $\alpha$  — угол поворота диска;  $h_0$  — высота нижней точки модели (см. рис. 4.5).

В принципе для натурального случая можно также пользоваться аналогичной формулой, если имеет место барражирование, т. е. полет по кругу или правильной восьмерке над данным местом поверхности, однако более реален случай полета по прямой, когда

$$r_m = \sqrt{l^2 + h_0^2}, \quad (4.19)$$

где  $l$  — горизонтальное расстояние от нижней точки поверхности летательного аппарата до места на плоском диэлектрике, в котором определяется напряженность.



Поскольку напряженность поля обратно пропорциональна квадрату расстояния, можем записать для модели и натурального аппарата

$$E_M \sim \frac{1}{r_M^2} \sim \frac{1}{4R^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2} + h_0^2}; \quad (4.20)$$

$$E_H \sim \frac{1}{r_H^2} \sim \frac{1}{l^2 + h_0^2}. \quad (4.21)$$

Изменение поля по времени характеризуется для модели угловой скоростью вращения диска

$$\alpha = 6\pi,$$

которая имеет два значения  $\alpha^1 = 469$  град/сек,  $\alpha^2 = 198$  град/сек, что соответствует значениям мгновенной линейной скорости  $v_1 = 0,785$  м/сек и  $v_2 = 0,393$  м/сек.

Для натурального случая изменение поля определяется скоростью поступательного движения  $v_H$ .

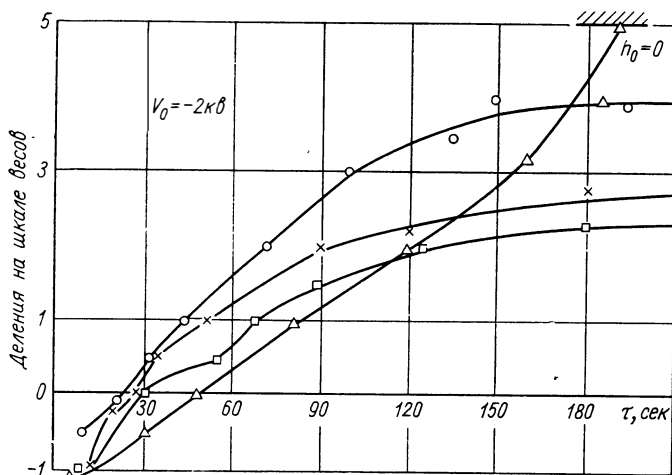


Рис. 4.13. Экспериментальная зависимость характера силы индукционного взаимодействия (показания весов) от времени для динамических случаев  $v = 0,393$  м/сек (○) и  $v = 0,785$  м/сек (×, □), а также для контрольного статического опыта (△).

Приближенное значение частоты  $\nu$  можно получить из зависимости поля от времени (4.20), которая необходима для нахождения  $\epsilon(\nu)$ . Значение  $\epsilon(\nu)$  можно было бы применить для такого же полуэмпирического расчета усилий, как в статическом случае, однако его точность, как показали предварительные расчеты, явно неприемлема.

Очевидно, что для более строгого определения частоты  $\nu$  необходимо знать истинный закон изменения амплитуды во времени  $E = E(t)$ , для чего можно использовать формулу (4.12). Продифференцировав ее по  $R$ , получим истинную зависимость поля в любой точке пространства (в данном случае, на поверхности диэлектрика) от заданных значений  $\varphi_M$  и  $\varphi_0$  (или  $\varphi_H$  и  $\varphi_{0H}$ ). Поскольку зависимость  $E = E(t)$  в общем случае не будет синусоидальной, необходим ее гармонический анализ и последующее определение диэлектрической проницаемости по значениям этой величины для отдельных

$$\varepsilon(\nu) = \sum_i \varepsilon(\nu_i, E_i) \frac{E_i^2}{\Sigma E_i^2}. \quad (4.22)$$

В этой формуле, как и ранее, не учитываем незначительного магнитного поля, которое неизменно сопровождает динамические процессы, связанные с изменением  $E$ .

Из-за громоздкости расчетов по приведенным выше формулам, их ограниченной ценности ввиду пренебрежения многими эффектами (искажением отражения, магнитным полем и т. д.) и пригодности только для сферических тел основное внимание должно уделяться эксперименту.

Экспериментально функцию  $E = E(t)$  находят при помощи диска с укрепленным зондом с подвижным контактом, показания которого регистрируются осциллографом. Провод, соединяющий зонд с подвижным контактом, не должен идти по поверхности диска или вблизи ее, так как это приведет к сильному искажению показаний. К сожалению, подобных замеров сделано пока не было, но они станут обязательными в дальнейших экспериментах такого рода.

Неплохое совпадение полуэмпирического расчета и эксперимента для времени  $\tau > 20$  сек в статическом случае показано на рис. 4.8. При  $\tau < 20$  сек имеет место кулоновская сила отталкивания в результате предварительной зарядки самого диска, что и обуславливает значительное расхождение результатов. Для динамического процесса делать выводы о точности совпадения расчетов и экспериментов, принимая во внимание перечисленные выше погрешности, очевидно, не имеет смысла. Однако ясно, что поляризационная сила притяжения при таком процессе резко снижается, поскольку проверочный эксперимент, проведенный после динамических опытов опять для статического случая, показал совпадение с прежним результатом (различный наклон статических кривых не имеет при этом значения, поскольку он, как уже отмечалось, определяется атмосферными условиями и в первую очередь влажностью, которая характеризует быстроту стекания заряда с модели).

В заключение необходимо кратко рассмотреть вопросы подобия. Если пренебречь утечкой заряда в атмосферу, то рассматриваемая задача характеризуется семью определяющими параметрами: силой  $F$  ( $\text{кг} \cdot \text{м} \cdot \text{сек}^{-2}$ ), потенциалом  $\varphi$  ( $\text{м}^2 \cdot \text{кг} \cdot \text{сек}^{-3} \cdot \text{а}^{-1}$ ), удельной проводимостью  $\sigma$  ( $\text{м}^3 \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{сек}^3 \cdot \text{а}^2$ ), характерным геометрическим размером  $h_0$ , ( $\text{м}$ ), емкостью  $C$  ( $\text{м}^{-3} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{сек}^4 \cdot \text{а}^2$ ), временем  $t$  ( $\text{сек}$ ) и диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon$  ( $\text{м}^{-3} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{сек}^4 \cdot \text{а}^2$ ), которые выражаются четырьмя основными размерностями:  $\text{м}$ ,  $\text{кг}$ ,  $\text{сек}$ ,  $\text{а}$ . Поэтому, согласно  $\pi$ -теореме, должно быть три безразмерных комплекса (критерия), постоянство которых для модели и природы будет означать полное моделирование процесса. Такими критериями моделирования являются следующие величины:

$$\frac{h_0}{d}, \quad \frac{\sigma}{\varepsilon} t, \quad \frac{F \varepsilon h_0^2}{C^2 \varphi^2},$$

или, поскольку емкость  $C$  однозначно определяется геометрией  $h_0$ ,

$$\frac{h_0}{d}, \quad \frac{\sigma}{\varepsilon} t, \quad \frac{F \varepsilon}{\varphi^2}.$$

Иначе говоря, следует, как обычно, выдерживать геометрическое подобие, комплекс  $\frac{\sigma}{\varepsilon} t$ , где  $t$  — время, за которое летательный аппарат перемещается на расстояние, равное размеру его горизонтальной проекции  $t = \frac{d}{v_M}$ , а также безразмерную силу  $\frac{F \varepsilon}{\varphi^2}$ .

На основе изложенного постараемся определить, возможно ли при приемлемой скорости горизонтального движения осуществить старт электростатически заряженного летательного аппарата с поверхности заряженной

Луны, причем будем предполагать, что стартовая площадка имеет такие же параметры  $\sigma$  и  $\varepsilon$ , что и в опытах с моделью.

Последовательность расчета при этом должна быть следующей. По условию равновесия в поле кулоновской, гравитационной, инерционной и поляризационной сил для случая равных потенциалов, исключающего перетечки зарядов с летательного аппарата на поверхность планеты,

$$-F_K + F_g - F_H + F_{II} = 0 \quad (4.23)$$

находим  $h_H$ ,  $v_H$  и  $F_H$ , используя очевидные соотношения

$$\begin{aligned} h_H &= \frac{d_H}{d_M} h_M; \\ v_{Л. а} &= v_H = \frac{d_H}{d_M} v_M; \\ F_H &= \frac{\Phi_H^2}{\Phi_M^2} F_M, \end{aligned} \quad (4.24)$$

где

$$d_H = d_{Л. а} = 2R_{Л. а}.$$

Запишем уравнение (4.23) в виде

$$\begin{aligned} -\frac{Q_{Л. а} Q_{Л}}{\varepsilon_0 (r_1 + h_H + R_{Л})^2} + \gamma \frac{M_{Л. а} M_{Л}}{(r_1 + h_H + R_{Л})^2} - \frac{M_{Л. а} v_H^2}{r_1 + h_H + R_{Л}} + \\ + F_M \frac{\Phi_{Л. а}^2}{\Phi_M^2} = 0, \end{aligned} \quad (4.25)$$

что равносильно следующему выражению:

$$\begin{aligned} \gamma M_{Л. а} M_{Л} + F_M \frac{\Phi_{Л. а}^2}{\Phi_M^2} (R_{Л. а} + h_H + R_{Л})^2 = \\ = M_{Л. а} v_H^2 (R_{Л. а} + h_H + R_{Л}) + \frac{C_{Л. а} C_{Л} \Phi_{Л. а}^2}{\varepsilon_0}, \end{aligned}$$

и, подставляя сюда значения, полученные из соотношения (4.24), а также известные численные значения гравитационной постоянной  $\gamma$ , массы Луны  $M_{Л}$ , радиуса Луны  $R_{Л}$ , ее емкости  $C_{Л} = 1,11 \cdot 10^{-11} R_{Л}$ , будем иметь

$$\begin{aligned} 6,66 \cdot 10^{-11} \cdot 7,36 \cdot 10^{22} + \frac{F_M}{\Phi_M^2} \cdot \frac{\Phi_{Л. а}^2}{M_{Л. а}} (R_{Л. а} + h_H + 1,738 \cdot 10^6)^2 = \\ = \left( \frac{R_{Л. а}}{r_1} \right)^2 v_M^2 (R_{Л. а} + h_H + 1,738 \cdot 10^6)^2 + \\ + \frac{1,22 \cdot 10^{-22} R_{Л. а} \cdot 1,738 \cdot 10^6}{8,854 \cdot 10^{-12}} \cdot \frac{\Phi_{Л. а}^2}{M_{Л. а}} \end{aligned}$$

или

$$\begin{aligned} 4,9 \cdot 10^{12} + \frac{\Phi_{Л. а}^2}{M_{Л. а}} \cdot \frac{F_M}{\Phi_M^2} \left[ h_H \left( 1 + \frac{r_1}{h_M} \right) + 1,738 \cdot 10^6 \right]^2 = \\ = \left( \frac{h}{h_M} \right)^2 v_M^2 \left[ h_H \left( 1 + \frac{r_1}{h_M} \right) + 1,738 \cdot 10^6 \right] + \frac{\Phi_{Л. а}^2}{M_{Л. а}} \cdot \frac{h}{h_M} r_1 \cdot 0,24 \cdot 10^{-4}. \end{aligned}$$

Откуда получаем окончательно

$$\frac{\Phi_{Л. а}^2}{M_{Л. а}} = \frac{(h/h_M)^2 v_M^2 \left( h + \frac{h}{h_M} r_1 + 1,738 \cdot 10^6 \right) - 4,9 \cdot 10^{12}}{\frac{F_M}{\Phi_M^2} (h + 1,738 \cdot 10^6) + \frac{h}{h_M} r_1 \left( \frac{F_M}{\Phi_M^2} - 0,24 \cdot 10^{-4} \right)}. \quad (4.26)$$

Расчеты, проведенные с использованием данных эксперимента в диапазоне  $\tau = 90 \div 100$  сек (рис. 4.8) применительно к взлету с поверхности Луны, представлены на рис. 4.14 в виде зависимости орбитальной скорости  $v$  от вы-

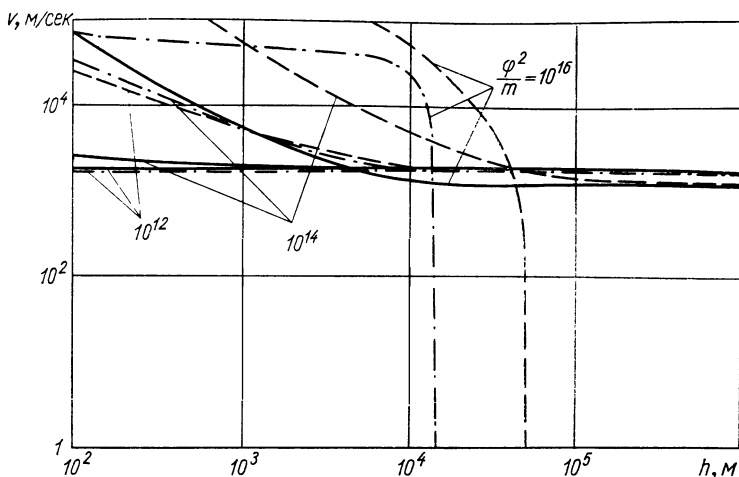


Рис. 4.14. Зависимость необходимой тангенциальной скорости сферического летательного аппарата с эффективным электрическим радиусом  $r_{л.э.}$ , равным  $10^2$  м (—),  $10^3$  м (— · — · —) и  $10^4$  м (---), от высоты полета  $h$  при различных комплексах  $\frac{\varphi^2}{m}$  ( $\varphi$  — электростатический потенциал, а  $m$  — масса летательного аппарата).

соты орбиты  $h$ . Из рисунка видно, что электростатическая подъемная сила позволяет значительно снизить орбитальную скорость полета летательного аппарата, но, правда, в очень узком диапазоне высот.

## Приложение в

### РАСХОДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОСЕСИММЕТРИЧНОГО ДИФFUЗОРА С КОЛЬЦЕВЫМ ВИТКОМ

В качестве примера использования бортового магнитного поля рассмотрим один из возможных методов увеличения коэффициента расхода воздухоаборника (см. рис. 3.46).

Магнитное поле кольцевого тока рассчитывается по методу, изложенному в гл. 3. Для этого предполагается, что виток или группа витков с током  $I$  имеет такой размер поперечного сечения  $d$ , что выполняется условие  $d \ll R$ , где  $R$  — средний радиус витка. Поскольку магнитное поле — величина аддитивная, это условие может выполняться всегда, если разбить кольцевой проводник любой формы на серию фиктивных проводников как угодно малой толщины.

Уравнение кольцевого витка (уравнение окружности) в параметрической форме будет следующим:

$$x_1(t) \equiv 0; \quad x_2(t) = R \cos t; \quad x_3(t) = R \sin t,$$

откуда

$$\frac{dx_1}{dt} \equiv 0; \quad \frac{dx_2}{dt} = -R \sin t; \quad \frac{dx_3}{dt} = R \cos t.$$

Выражение для  $\xi$  (см. гл. 3) принимает упрощенный вид

$$\xi = [x_1^2 + (x_2 - R \cos t)^2 + (x_3 - R \sin t)^2]^{-\frac{3}{2}},$$

а выражения для  $\psi_1$ ,  $\psi_2$  и  $\psi_3$  запишутся следующим образом:

$$\begin{aligned} \psi_1 &= R(R - x_2 \cos t - x_3 \sin t); \\ \psi_2 &= x_1 R \cos t; \\ \psi_3 &= x_1 R \sin t. \end{aligned}$$

Производные от  $\xi$ ,  $\psi_1$ ,  $\psi_2$  и  $\psi_3$  примут вид

$$\begin{aligned} \frac{d\xi}{dx_1} &= -3x_1 \xi^{5/3}; \\ \frac{d\xi}{dx_2} &= -3(x_2 - R \cos t) \xi^{5/3}; \\ \frac{d\xi}{dx_3} &= -3(x_3 - R \sin t) \xi^{5/3}; \\ \frac{d\psi_j}{dx_i} &= \begin{pmatrix} 0 & -R \cos t & -R \sin t \\ R \cos t & 0 & 0 \\ R \sin t & 0 & 0 \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Напряженность и градиент напряженности магнитного поля витка в любой точке пространства за исключением точек, занятых самим витком, вычисляются по соотношениям

$$H_i = \frac{I}{4\pi} \int \xi \psi_i dt \quad (i = 1, 2, 3)$$

и

$$\frac{dH_i}{dx_j} = \frac{I}{4\pi} \int \left( \frac{d\xi}{dx_j} \psi_i + \xi \frac{d\psi_i}{dx_j} \right) dt \quad (i, j = 1, 2, 3).$$

Если теперь предположить, что аппарат с рассматриваемым диффузором движется в атмосфере Земли на высоте 100—150 км с первой космической скоростью ( $v_H = 8000 \text{ м.сек}^{-1}$ ), и считать, что парамагнитные частицы (молекулы и атомы кислорода) между собой не взаимодействуют и не искажают магнитного поля витка, то сила  $\Delta F$ , действующая на элементарный объем газа  $\Delta V$ , запишется так:

$$\Delta F = \mu_0 \chi_n H \text{ grad } H \Delta V,$$

где

$\chi_n = \chi_0 \frac{p_n T_0^2}{p_0 T_n^2} = 0,158 \frac{p_n}{T_n^2}$  — объемная магнитная восприимчивость кислорода при температуре  $T_n$  и парциальном давлении  $p_n$  ( $\text{н/м}^2$ ) [поскольку на рассматриваемых высотах длина свободного пробега (см. рис. 2.19) соизмерима с размером диффузора радиусом 3 м, движение кислородных и азотных молекул и атомов можно считать независимым].

Сила, действующая на единицу объема,

$$F = \frac{\Delta F}{\Delta V} = \mu_0 \chi_n H \text{ grad } H.$$

Эта сила в каждой точке траектории движения элементарного объема меняет величину и направление и находится численным методом. Поэтому выразить траекторию движения аналитически как функцию координат не представляется возможным. Рассмотрим движение элементарного объема за малый интервал времени  $\Delta t$  и будем считать движение на каждом из этих интервалов равноускоренным.

Пусть рассматриваемый объем  $\Delta V$  имеет массу  $\Delta m$ . Тогда его плотность  $\rho = \frac{\Delta m}{\Delta V}$ , а уравнение движения имеет вид

$$\Delta m a = F \Delta V, \quad (4.27)$$

где  $a$  — ускорение.  
Поскольку

$$\begin{aligned} \Delta m &= \rho \Delta V, \\ a &= \frac{\Delta v}{\Delta t}, \end{aligned}$$

где  $v$  — скорость рассматриваемого объема, то выражение (4.27) можно записать в виде

$$\rho \Delta V \frac{\Delta v}{\Delta \tau} = F \Delta V,$$

откуда

$$\Delta v = \frac{F \Delta \tau}{\rho}. \quad (4.28)$$

Изменение  $\rho$  в процессе движения рассматриваемого объема полностью компенсируется соответствующим изменением  $\chi_{\text{H}}$  или, что то же самое, изменением силы  $F$ , поэтому можно принять  $\rho = \text{const}$  и  $F = \text{const}$ .

Пусть в некоторый момент времени  $\tau = \tau_0$  рассматриваемый элементарный объем имел координаты  $(x_1)_0, (x_2)_0, (x_3)_0$  и компоненты скорости  $(v_1)_0, (v_2)_0, (v_3)_0$ . За время  $\Delta \tau$  составляющие скорости получают приращения

$$(\Delta v_i)_1 = \frac{F_i [(x_1)_0, (x_2)_0, (x_3)_0] \Delta \tau}{\rho},$$

где  $i = 1; 2; 3$ . Следовательно, в момент  $\tau_1 = \tau_0 + \Delta \tau$  рассматриваемый элементарный объем будет иметь компоненты скорости

$$(v_i)_1 = (v_i)_0 + (\Delta v_i)_1,$$

и координаты

$$(x_i)_1 = (x_i)_0 + (\Delta x_i)_1,$$

где

$$(\Delta x_i)_1 = \left[ (v_i)_0 + \frac{(\Delta v_i)_1}{2} \right] \Delta \tau.$$

Повторяя эти вычисления для других моментов времени, получим всю интересующую нас траекторию движения рассматриваемого объема.

На рис. 4.15 представлены результаты расчета траекторий движения элементарных объемов кислорода.

Коэффициент расхода диффузора

$$\varphi = \frac{S_{\text{H}}}{S_{\text{ВХ}}},$$

где  $S_{\text{H}}$  — площадь невозмущенной струйки тока;  $S_{\text{ВХ}}$  — площадь входного отверстия заборника. Кроме того,  $\varphi$  равен сумме парциальных коэффициен-

тов расхода

$$\varphi = \varphi_{\text{O}} C_{\text{O}} + \varphi_{\text{O}_2} C_{\text{O}} + \varphi_{\text{N}_2} C_{\text{N}_2},$$

где  $C_{\text{O}}$ ,  $C_{\text{O}_2}$  и  $C_{\text{N}_2}$  — объемное содержание в атмосфере атомарного и молекулярного кислорода, а также молекулярного азота.

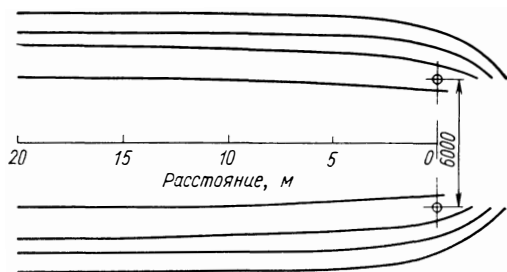
Очевидно, что для парамагнитных компонент

$$\varphi_{\text{O}_2} = \frac{S_{\text{O}_2}}{S_{\text{вх}}} > 1,$$

$$\varphi_{\text{O}} = \frac{S_{\text{O}}}{S_{\text{вх}}} > 1,$$

поэтому, предполагая, что  $\varphi_{\text{N}_2} = 1$ , будем иметь  $\varphi > 1$ , что означает не только увеличение расхода через диффузор, но и обогащение втекающего воздуха кислородом.

Рис. 4.15. Усредненные траектории движения элементарных объемов кислорода вблизи входа в воздухозаборник.



Зависимость  $\varphi$  и  $\varphi_{\text{O}_2}$  от числа ампер-витков диффузора с радиусом входа  $R = 3 \text{ м}$  для высоты полета  $100 \text{ км}$  и скорости полета  $v = 8000 \text{ м/сек}$  представлена на рис. 4.16. Располагая виток с током впереди заборного устройства, можно получить существенное увеличение коэффициента расхода.

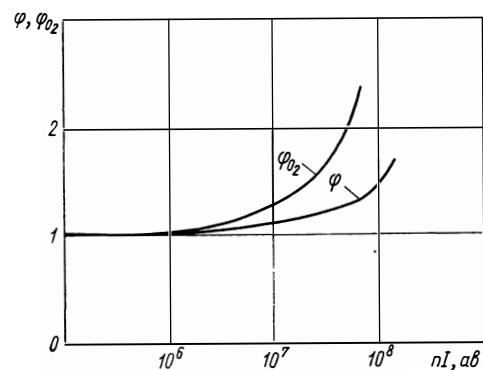


Рис. 4.16. Зависимость коэффициентов расхода  $\varphi$  и  $\varphi_{\text{O}_2}$  через магнитный диффузор от числа ампер-витков.

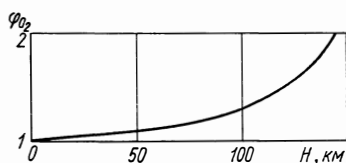


Рис. 4.17. Зависимость коэффициента расхода  $\varphi_{\text{O}_2}$  магнитного диффузора от высоты орбитального полета в атмосфере Земли при постоянном числе ампер-витков  $nI = 10^7$ .

В заключение отметим, что общий или любой из парциальных коэффициентов расхода можно увеличить, используя предварительную ионизацию встречного потока фотонным лучом или пучком ускоренных заряженных частиц.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренные в книге проблемы использования внешних массово-энергетических ресурсов для увеличения эффективности космических тяговых систем позволяют сделать следующие выводы:

увеличение удельной массовой энергии бортовых ресурсов не может служить препятствием и не исключает возможности использования внешних ресурсов для улучшения эффективности космических тяговых систем;

современное состояние космических исследований уже дает большинство ответов на практические запросы относительно состава, физических свойств и энергетического содержания внешних ресурсов;

полная энергия, заключенная в единице массы земной атмосферы, примерно равна удельной массовой энергии, запасаемой на борту современных ракет. Следовательно, выполняемые ими задачи могли бы осуществляться тяговыми системами, не имеющими бортовых запасов массы и энергии, но максимально использующими внешние ресурсы;

наиболее реальны для технического осуществления комбинированные системы, сочетающие использование бортовых и внешних ресурсов массы и энергии;

преимущества, разнообразие и сложность физических принципов, заложенных в основу работы комбинированных тяговых систем, затрудняют их теоретическое изучение на основе применяемых в настоящее время упрощенных представлений о тяговых характеристиках;

основным задачам обобщенного теоретического анализа комбинированных тяговых систем может удовлетворять метод, использующий основные понятия неравновесной термодинамики, хотя он, по-видимому, не исключает возможности использования и других методов.;

при сравнении применяемых в настоящее время ракет-носителей и комбинированных тяговых систем оказывается, что большинство последних использует новые физические принципы создания тяговых усилий, требующие новых представлений не только о конструкции и компоновочных схемах летательных аппаратов, но и о методах экспериментального определения их характеристик.



# Содержание

Предисловие . . . . .	7
Обозначения . . . . .	11
Подстрочные индексы . . . . .	14
Введение . . . . .	14
<b>Глава 1. Запас массы и аккумулярование энергии на борту летательного аппарата . . . . .</b>	<b>33</b>
§ 1.1. Аккумулярование механической энергии . . . . .	33
§ 1.2. Аккумулярование тепловой энергии . . . . .	41
§ 1.3. Аккумулярование химической энергии . . . . .	47
§ 1.4. Аккумулярование электромагнитной энергии . . . . .	59
§ 1.5. Аккумуляторы ядерной энергии . . . . .	79
§ 1.6. Бортовой аккумулятор антивещества . . . . .	91
<i>Литература . . . . .</i>	<i>93</i>
<b>Глава 2. Внешние источники энергии и массы . . . . .</b>	<b>97</b>
§ 2.1. Термодинамические параметры атмосфер Земли, Марса и Венеры . . . . .	97
§ 2.2. Состав атмосферы Земли. Сведения о составе атмосфер других планет Солнечной системы . . . . .	111
§ 2.3. Динамические характеристики атмосферы Земли и параметры переноса в ней . . . . .	120
§ 2.4. Магнитное поле Земли и межпланетного пространства . . . . .	129
§ 2.5. Электростатическое поле Земли . . . . .	134
§ 2.6. Электромагнитные излучения в Солнечной системе . . . . .	140
§ 2.7. Некоторые характеристики межзвездного пространства . . . . .	147
<i>Литература . . . . .</i>	<i>148</i>
<b>Глава 3. Принципы использования внешних массово-энергетических ресурсов . . . . .</b>	<b>151</b>
§ 3.1. Методы использования атмосферы и космической среды . . . . .	151
§ 3.2. Электростатические тяговые системы . . . . .	212
§ 3.3. Тяговые системы, использующие электромагнитные взаимодействия . . . . .	250
§ 3.4. Квантовые тяговые системы . . . . .	263
§ 3.5. Проблемы использования гравитации для тяговой энергетики . . . . .	282
<i>Литература . . . . .</i>	<i>286</i>
<b>Глава 4. Принципы обобщенного термодинамического анализа эффективности космических тяговых систем . . . . .</b>	<b>296</b>
§ 4.1. Методы классической термодинамики . . . . .	298
§ 4.2. Методы термодинамики необратимых процессов . . . . .	322
§ 4.3. Вопросы теории потенциала . . . . .	337
§ 4.4. Принципы обобщенного термодинамического анализа космических тяговых систем . . . . .	354
<i>Литература . . . . .</i>	<i>379</i>
Приложение А. Некоторые физические постоянные . . . . .	382
Приложение Б. Влияние динамических индукционных явлений на электростатическую подъемную силу . . . . .	382
Приложение В. Расходные характеристики осесимметричного диффузора с кольцевым витком . . . . .	395
Заключение . . . . .	399

2 p. 82 k.

ATOMIK DAT - 1960

S