

С. Д. Гришин Л. В. Лесков

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ РАКЕТНЫЕ ДВИГАТЕЛИ КОСМИЧЕСКИХ аппаратов



Москва «Машиностроение» 1989

Электрические ракетные двигатели космических аппаратов /
С.Д. Гришин, Л.В. Лесков. — М.: Машиностроение, 1989. — 216 с.
ISBN 5-217-00595-5.

В книге изложены физико-технические основы современной теории электрических ракетных двигателей (ЭРД). Рассмотрены результаты теоретических и экспериментальных исследований рабочих процессов основных разновидностей ЭРД. Приведены конструкции ЭРД, используемых на отечественных и зарубежных космических аппаратах. Проанализированы области рационального применения ЭРД в перспективных космических программах.

Для научных работников и инженеров, занимающихся исследованием и разработкой космических энергодвигательных установок.

Библиогр.: 48 назв. Ил.90. Табл.8

Рецензент д-р техн.наук проф. А.А

Г 2705140400-223 223-89
038 (01) - 89

НАУЧНОЕ ИЗДАНИЕ

Гришин Сергей Дмитриевич, Лесков Леонид Васильевич
ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ РАКЕТНЫЕ ДВИГАТЕЛИ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

Редактор И.А. Суворова
Художественный редактор В.В. Лебедев
Обложка художника Л.С. Вендова
Технический редактор Н.В. Павлова
Корректор Л.Я. Шабашова

ИБ № 5503

Сдано в набор 26.04.88.	Подписано в печать 2.12.88.	Т-22138.
Формат 60 x 84 1/16.	Бумага офсетная № 2.	Гарнитура Пресс Роман.
Печать офсетная.	Усл.печ.л.12,56.	Усл.кр.-отт.12,79.
Тираж 2180 экз.	Заказ 4325	Уч.-изд.л.13,53.
		Цена 2 р. 70 к.

Ордена Трудового Красного Знамени издательство "Машиностроение",
107076, Москва, Стромьинский пер., 4

Отпечатано в московской типографии № 9 НПО "Всесоюзная книжная палата"
Госкомиздата 109033, Москва, Волочаевская ул., 40 с оригинала-макета,
изготовленного в издательстве "Машиностроение" на наборно-пишущих машинах

ISBN 5-217-00595-5

© Издательство "Машиностроение" 1989

ПРЕДИСЛОВИЕ

В наши дни космонавтика стала важным фактором общественного развития, эффективным направлением научно-технического прогресса.

Космические комплексы прочно вошли в арсенал наиболее информативных методов изучения Солнечной системы и Земли, стали основой глобальных систем получения и передачи информации, связи и телевидения. В ближайшей перспективе одной из главных задач космонавтики станет индустриальное освоение околоземного пространства, создание вокруг нашей планеты трехмерной информационно-промышленной инфраструктуры.

Технический уровень и надежность ракетно-космических систем во многом определяются характеристиками энергодвигательных установок.

Для полетов космических аппаратов к дальним планетам (Юпитер, Сатурн, Нептун, Плутон) и к Солнцу, пилотируемых кораблей на Марс, для многоразовых перелетов с низкой околоземной орбиты на геостационарную и ориентации автоматических космических аппаратов на высоких околоземных орбитах наиболее эффективными являются электрические ракетные двигатели.

В 1975 году авторами совместно с Н.П. Козловым была опубликована монография "Электрические ракетные двигатели". Однако за минувшие годы продолжались интенсивные исследования рабочих процессов ЭРД, освоение новых диапазонов их параметров, создание новых образцов ЭРД для геостационарных спутников "Горизонт", "Экран", "Радуга" и др.

В книге изложены современные представления о рабочем процессе ЭРД, принципах их конструирования и возможностях практического использования. При этом рассмотрены разновидности ЭРД, являющиеся, по мнению авторов, наиболее перспективными. Проанализированы космические транспортные задачи, наилучшим образом решаемые с помощью ЭРД.

Необходимо отметить, что по отдельным вопросам теории ЭРД и оценки их перспективных характеристик среди специалистов пока еще не сложилось единого мнения. Естественно, что в таких случаях авторы излагают собственную точку зрения, как правило, совпадающую с мнением творческих коллективов, в которых авторам посчастливилось работать.

Глава 1. ОБЩАЯ ТЕОРИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ (ЭРД)

1.1. ОБЩИЕ ПРИНЦИПЫ ЭРД

Основоположник космонавтики К.Э. Циолковский впервые в 1911 г. высказал мысль, что с помощью электричества можно придавать громадную скорость частицам, выбрасываемым из реактивного прибора. Позже класс двигателей, основанных на этом принципе, стали называть электрическими ракетными двигателями [10]. Однако до сих пор не существует общепринятого и вполне однозначного определения ЭРД.

В Физическом энциклопедическом словаре ЭРД — это ракетный двигатель, в котором рабочим телом служит ионизированный газ (плазма), ускоряемый преимущественно электромагнитными полями; в энциклопедии "Космонавтика" — это двигатель, в котором в качестве источника энергии для создания тяги используется электрическая энергия, вырабатываемая бортовой энергоустановкой космического аппарата, в Политехническом словаре приводится третий вариант определения ЭРД: это реактивный двигатель, в котором рабочее тело разгоняется до высоких скоростей с использованием электрической энергии.

Наиболее логично электрическими ракетными двигателями называть двигатели, в которых для разгона рабочего тела используется электрическая энергия, причем источник энергии может находиться как на борту космического аппарата (КА), так и вне его. В последнем случае энергия либо непосредственно подводится к ускоряющей системе от внешнего источника, либо передается на КА с помощью сфокусированного пучка электромагнитного излучения.

Такого взгляда на ЭРД придерживались и пионеры космонавтики — Ю.В. Кондратюк, Г. Оберт, Ф.А. Цандер, В.П. Глушко. В работе Ю.В. Кондратюка¹ рассматривался КА, на который падает сконцентрированный луч света, и электрический реактивный двигатель, основанный на электростатическом ускорении крупных заряженных частиц, например, графитового порошка. В той же работе указаны конкретные способы повышения эффективности электродинамического ускорителя массы (ЭДУМ) в применении плазменного контакта и разгона в вакууме. В 1929 г. Г. Оберт² описал ионный двигатель. В 1929–1931 гг. впервые

¹ Кондратюк Ю.В. Тем, кто будет читать, чтобы строить // Пионеры ракетной техники. М.: Наука, 1964

² Оберт Г. Ракета в космическое пространство // Пионеры ракетной техники. М.: Наука, 1977.

был создан и испытан в лаборатории импульсный электротермический ЭРД, автором которого является основоположник ракетного двигателестроения В.П. Глушко. Им же был предложен и сам термин "электрический ракетный двигатель".

Однако дальнейшего развития в тот период работы по ЭРД не получили из-за отсутствия легких и эффективных источников энергии. Эти работы были возобновлены в СССР и за рубежом после запуска в нашей стране в 1957 г. первого искусственного спутника Земли и первого полета в космос в 1961 г. человека — гражданина СССР Ю.А. Гагарина. В эти годы по инициативе С.П. Королева и И.В. Курчатова была принята комплексная программа научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ по ЭРД разных типов. Одновременно были развернуты работы по созданию эффективных источников энергии для КА (солнечные батареи, химические аккумуляторы, топливные элементы, ядерные реакторы, радиоизотопные источники). Основное направление исследований, сформулированных в этой программе, состояло в разработке научных основ и создании высокоэффективных образцов ЭРД, предназначенных для решения задач промышленного освоения околоземного космического пространства и обеспечения научных исследований Солнечной системы.

Наиболее важное значение для формирования современной теории ЭРД имели следующие научно-технические идеи.

Принцип электродинамического ускорения, предложенный в 1957 г. Л.А. Арцимовичем и его сотрудниками [2], был положен в основу ускорителей разных классов — импульсных ЭРД на газообразном и твердом рабочем веществе, стационарных сильноточных ЭРД.

Принцип бездиссипативного ускорения ионов в замагниченной плазме самосогласованным электрическим полем. Этот механизм реализуется в плазменных двигателях с азимутальным дрейфом электронов, в торцевых холловских двигателях, в определенной степени в импульсных двигателях с электромагнитным разгоном плазмы. В наиболее последовательной форме этот метод ускорения реализован в двигателе с анодным слоем (ДАС) — оптимальном варианте двигателей с азимутальным дрейфом электронов. В первоначальной форме идея ДАС была сформулирована А.В. Жариновым в конце 50-х годов; позже на основе этой идеи, дополненной рядом изобретений, были разработаны высокоэффективные двух- и многоступенчатые двигатели с азимутальным дрейфом.

В США Г. Кауфман предложил принцип плазменно-ионного двигателя (ПИД), в котором ионы также разгоняются продольным электрическим полем, однако в отличие от ДАС они предварительно вытягиваются из плазменного разряда с электронами, осциллирующими в продольном магнитном поле. Плазменно-ионный двигатель обладает высоким КПД и ресурсом, но проигрывает ДАС в универсальности и диапазоне регулирования рабочих характеристик.

В связи с проводившимися в последние годы проектными исследованиями космических солнечных электростанций возродился интерес к схемам ЭРД с подводом энергии от внешнего источника. Развивая идеи К.Э. Циолковского и Ю.В. Кондратюка, Г.И. Бабат¹ в 1943 г. предложил использовать энергию, передаваемую на летательный аппарат в виде хорошо сфокусированного пучка СВЧ-излучения с земли или космического аппарата. В 1971 г. А. Кантровиц для тех же целей рассматривал лазерное излучение.

В 1975 г. Дж. О'Нейл предложил использовать электродинамический ускоритель массы (ЭДУМ) для транспортировки в космос с поверхности Луны материалов, предназначенных для строительства космических солнечных электростанций. Очевидно, эти проекты ориентированы на решение задач отдаленной перспективы, строительства орбитальных объектов околоземной энергопроизводственной инфраструктуры.

1.2. ОСОБЕННОСТИ ДВИГАТЕЛЬНЫХ УСТАНОВОК С МАЛОЙ ТЯГОЙ

Разделение в ЭРД источника энергии и рабочего вещества позволяет преодолеть ограничение, присущее химическим двигателям, — относительно невысокую скорость истечения. Но, с другой стороны, если используется бортовой источник энергии, неизбежно возникает другое ограничение — сравнительно малая тяга. Поэтому, если не рассматривать пока особых случаев, например, световых двигателей, ЭРД следует отнести к классу двигателей малой тяги, которые способны обеспечить лишь небольшое ускорение, а потому пригодны для выполнения различных транспортных операций непосредственно в космическом пространстве. ЭРД, как правило, — это космические ракетные двигатели малой тяги.

Если, например, двигатель развивает тягу 10 Н, а масса КА 10 т, то создаваемое им ускорение составит 10^{-3} м/с², т.е. примерно $10^{-4} g_0$ (g_0 — ускорение свободного падения на поверхности Земли). Разумеется, такой двигатель не пригоден для выведения космических аппаратов с Земли на орбиты искусственных спутников.

Эта ситуация может измениться, когда будут созданы эффективные лазерные двигатели или электродинамические ускорители массы, отличительная особенность которых состоит в том, что источник энергии не обязательно находится на борту КА. В этом случае можно говорить об ЭРД, который обеспечивает высокую скорость истечения и большое ускорение одновременно.

¹ Бабат Г.И. Электричество работает. М.— Л.: Энергия, 1964.

Чтобы выявить другие специфические особенности ЭРД как космических двигателей, рассмотрим задачу перехода между двумя околоземными круговыми орбитами. Обратимся к уравнению Циолковского

$$\frac{M_K}{M_0} = e^{-w/v}, \quad (1.1)$$

где w и v — приращение скорости КА и скорость истечения рабочего вещества соответственно; M_0 — начальная масса КА; $M_K = M_0 - \dot{m}t$ — масса КА на конечной орбите. Здесь t — время перехода между орбитами; \dot{m} — расход массы рабочего вещества.

Из (1.1) приращение скорости

$$w = -v \ln \left(\frac{M_0 - \dot{m}t}{M_0} \right). \quad (1.2)$$

Изменение кинетической энергии КА при полете происходит со скоростью

$$\frac{dW_K}{dt} = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} (mw^2) = w \frac{d}{dt} (mw) - \frac{1}{2} \dot{m} w^2,$$

где m — переменная масса.

Приращение кинетической энергии за время перелета равно

$$\Delta W_K = \int w \frac{d}{dt} (mw) dt - \int \frac{\dot{m}}{2} w^2 dt.$$

После подстановки значения w в последнее выражение из формулы (1.2) получаем

$$\Delta W_K = - \int F v \ln \left(\frac{M_0 - \dot{m}t}{M_0} \right) dt - \frac{1}{2} \int \dot{m} \left[v \ln \left(\frac{M_0 - \dot{m}t}{M_0} \right) \right]^2 dt, \quad (1.3)$$

где $F = \dot{m}v$ (1.4)

— тяга двигателя.

Выполним интегрирование в формуле (1.3):

$$\Delta W_K = \frac{1}{2} v^2 (M_0 - \dot{m}t) \left[\ln \left(\frac{M_0}{M_0 - \dot{m}t} \right) \right]^2. \quad (1.5)$$

Траектория перехода между двумя круговыми орбитами имеет вид разворачивающейся спирали. При полете в гравитационном поле Земли вследствие работы двигательной установки происходит превращение кинетической энергии КА в потенциальную. Считаем, что вектор

тяги ЭРД постоянно совпадает по направлению со скоростью КА; сила тяготения при этом всегда перпендикулярна вектору скорости.

Потенциальная энергия КА при его движении по круговой траектории в центральном поле Земли равна

$$W_{\pi} = - \frac{\gamma M M_3}{R},$$

где M и M_3 — масса КА и Земли соответственно; γ — гравитационная постоянная.

Обозначая радиус начальной круговой орбиты через R_0 , а конечной — через R , потенциальную энергию КА при переходе между этими орбитами определяем по формуле

$$\Delta W_{\pi} = \frac{\Gamma}{2} \left(\frac{1}{R_0} - \frac{1}{R} \right) (M_0 - \dot{m}t), \quad (1.6)$$

где $\Gamma = \gamma M_3$.

Когда двигатель малой тяги работает непрерывно, происходит постоянное превращение кинетической энергии в потенциальную. Приравнявая на этом основании выражения (1.5) и (1.6), находим

$$v \ln \left(\frac{M_0}{M_0 - \dot{m}t} \right) = \sqrt{\gamma} \left(\frac{1}{R_0} - \frac{1}{R} \right)^{1/2},$$

откуда масса КА на конечной орбите с радиусом R

$$M_K = M_0 - \dot{m}t = M_0 \exp \left[- \frac{\sqrt{\gamma}}{v} \left(\frac{1}{R_0} - \frac{1}{R} \right)^{1/2} \right], \quad (1.7)$$

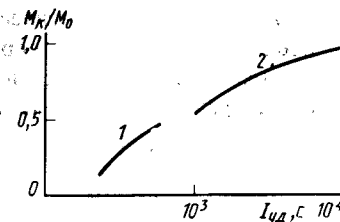
а время перелета

$$t = \frac{M_0}{\dot{m}} \left\{ 1 - \exp \left[- \frac{\sqrt{\gamma}}{v} \left(\frac{1}{R_0} - \frac{1}{R} \right)^{1/2} \right] \right\}. \quad (1.8)$$

На рис. 1.1 для сравнения показаны соответствующие зависимости для двух типов двигательных установок — с большой и малой тягой соответственно. В случае малой тяги величина M_K/M_0 оказывается в несколько раз больше, время перелета при этом, однако, значительно увеличивается. Это отличает ЭРД от других типов ракетных двигателей.

Наличие в составе электроракетной двигательной установки (ЭРДУ) кроме двигателя также и источника энергии приводит к тому, что этот тип двигательных установок характеризуется еще одной важной отличительной особенностью — существованием оптимальной скорости истечения. Покажем это.

Рис. 1.1. Зависимость относительной массы транспортного корабля от удельного импульса при переходе на геостационарную орбиту: 1 — двигатели большой тяги; 2 — двигатели малой тяги



Начальная масса КА на исходной орбите складывается из массы полезной нагрузки M_1 , массы бортовой энергоустановки M_2 , массы рабочего вещества M_3 и массы ЭРД M_4 (ускоритель, система подачи рабочего вещества, узлы крепления и т.д.):

$$M_0 = M_1 + M_2 + M_3 + M_4. \quad (1.9)$$

Масса энергоустановки

$$M_2 = \frac{k F v}{2 \eta}, \quad (1.10)$$

где $k = M_2/N_0$ — удельная масса энергоустановки; $\eta = \frac{Fv}{N_0}$ — КПД двигателя; N_0 — электрическая мощность, подводимая от энергоустановки к двигателю.

Если тяга двигателя остается постоянной в течение всего времени перелета t , то массу рабочего тела можно определить по формуле

$$M_3 = Ft/v, \quad (1.11)$$

а массу ЭРД — по формуле

$$M_4 = \alpha M_3.$$

Объединяя (1.9) — (1.11), массу КА на начальной околоземной орбите определяем из выражения

$$M_0 = M_1 + \frac{k F v}{2 \eta} + (1 + \alpha) \frac{F t}{v}$$

Произведя дифференцирование, находим оптимальное значение скорости, соответствующее при заданной массе полезной нагрузки M_1 минимальному значению стартовой массы M_0 :

$$v_{\text{опт}} = \left\{ \frac{2 \eta (1 + \alpha) t}{k} \right\}^{1/2}. \quad (1.12)$$

Например, при $k = 10$ кг/кВт, $t = 10^4$ ч, $\eta = 0,6$ и $\alpha = 0,1$ $v_{\text{опт}} \approx 70$ км/ч.

Подводя итоги, сформулируем еще раз основные отличительные особенности ЭРД как самостоятельного класса космических двигателей: разделение источника энергии и рабочего вещества, возможность получения высоких скоростей истечения, малая величина ускорений, длительное время полета при использовании ЭРД в качестве маршевых двигателей, оптимальная скорость истечения.

1.3. РАБОЧИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭРД

Тяга двигателя в случае постоянного расхода равна

$$F = \iint \dot{m}(t) v f(v, \vartheta) dv d\vartheta dt, \quad (1.13)$$

где $f(v, \vartheta)$ — функция распределения скоростей частиц рабочего вещества по величине и направлению.

Условие нормирования для функции $f(v, \vartheta)$ имеет вид

$$\iint f(v, \vartheta) dv d\vartheta = 1.$$

Эффективная скорость истечения

$$v_{эф} = F/\dot{m}. \quad (1.14)$$

Считаем, что расход рабочего вещества постоянен во времени $\dot{m} = \text{const}$. В литературе по ракетным двигателям термин "эффективная скорость истечения" часто заменяют другим — удельным импульсом:

$$I_{уд} = \frac{v_{эф}}{g_0} = \frac{F}{\dot{m}g_0}. \quad (1.15)$$

Для сравнительной оценки различных ЭРД важна также плотность тяги, иными словами, тяга F , отнесенная к площади поперечного сечения S двигателя в зоне истечения рабочего вещества:

$$f = F/S. \quad (1.16)$$

Эффективность ЭРД как преобразователя подводимой электрической энергии в энергию рабочего вещества определяется двумя КПД — энергетическим $\eta_{эн}$ и тяговым η_T . Энергетический КПД равен

$$\eta_{эн} = \frac{\dot{m} \bar{v}^2}{2N_0}, \quad (1.17)$$

где N_0 — мощность, подводимая к двигателю; $(\bar{v}^2)^{1/2}$ — среднеквадратичная скорость рабочего вещества;

$$\bar{v}^2 = \iint v^2 f(v, \vartheta) dv d\vartheta. \quad (1.18)$$

Часть подводимой к двигателю мощности $\vartheta = 1 - \eta_{эн}$ выделяется в виде тепловой энергии в элементах его конструкции и в условиях космического полета должна быть отведена от них в окружающее пространство излучением.

Тяговым коэффициентом полезного действия η_T называют отношение реактивной мощности рабочего вещества N_p , выраженной через эффективную скорость истечения, к мощности N_0 :

$$\eta_T = \frac{N_p}{N_0} = \frac{\dot{m} v_{эф}^2}{2N_0}. \quad (1.19)$$

Наряду с тяговым КПД для определения степени совершенства ЭРД нередко используется так называемая цена тяги

$$\xi = N_0/F. \quad (1.20)$$

Нетрудно убедиться, что цена тяги связана с тяговым КПД и эффективной скоростью соотношением

$$\xi = v_{эф}/2\eta_T. \quad (1.21)$$

Необходимость введения двух различных КПД $\eta_{эн}$ и η_T связана с тем, что в общем случае частицы рабочего вещества, покидающие двигатель, имеют некоторый разброс скоростей по величине и направлению. Поэтому соотношением

$$\epsilon = \frac{\eta_T}{\eta_{эн}} \approx \frac{v_{эф}^2}{\bar{v}^2} = \frac{\bar{v}^2}{\bar{v}^2} \quad (1.22)$$

определяется, насколько эффективно подводимая к двигателю и передаваемая рабочему веществу мощность используется для создания тяги. Параметр ϵ можно называть тяговой эффективностью ЭРД.

Если, например, истечение рабочего вещества из двигателя происходит изотропно внутри конуса с полярным углом ϑ , причем все частицы внутри этого конуса имеют одинаковые по величине скорости, то

$$\epsilon = \frac{(1 + \cos \vartheta)^2}{4}.$$

Если разброс массы по модулю скорости можно приближенно описать с помощью функции ошибок

$$f(v) = \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left(\frac{v - v_0}{\Delta v} \right)^2 \right\},$$

где

$$\Delta v = \sqrt{(v - v_0)^2},$$

то с учетом тепловой скорости v_T частиц

$$\epsilon = \left\{ 1 + \left(\frac{\Delta v}{v_0} \right)^2 + \left(\frac{v_T}{v_0} \right)^2 \right\}^{-1}.$$

Возможен случай, когда часть рабочего вещества (нейтральные атомы) не ускоряется электромагнитными силами и покидает ЭРД с тепловыми скоростями. Поскольку скорость этой части рабочего вещества m_n можно считать пренебрежимо малой, то

$$\epsilon \approx 1 - m_n/m.$$

В этом предельном случае ϵ приобретает физический смысл коэффициента использования массы рабочего вещества, равного отношению расхода ионов к полному расходу рабочего вещества.

1.4. ПРИНЦИПЫ УСКОРЕНИЯ РАБОЧЕГО ВЕЩЕСТВА В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

Рабочее вещество, помещенное в электромагнитное поле, может нагреваться, например, за счет джоулевой диссипации. Если рабочее вещество находится в газообразном состоянии, то вследствие нагрева оно может приобрести скорость, величина которой определяется энтальпией h :

$$v_r^2 = 2h, \quad (1.23)$$

где $h = c_p T$.

Здесь T — температура рабочего вещества; c_p — теплоемкость при постоянном давлении.

Если рабочее вещество обладает достаточно высокой электропроводностью и действующее на него магнитное поле достаточно велико, то плотность магнитных и инерционных сил одного порядка:

$$B^2/2\mu \approx \rho v^2/2,$$

откуда

$$v^2 \approx B^2/\mu\rho, \quad (1.24)$$

где B — магнитное поле, протекающее через рабочее вещество; ρ — плотность рабочего вещества; μ — магнитная проницаемость.

В общем случае рабочее вещество, ускоряемое в ЭРД газодинамическими и электромагнитными силами, состоит из разных частиц (различные нейтральные атомы, ионы разной кратности, электроны). Поэтому для описания их поведения следует использовать функцию распределения $f_i(v_i, r_i, t)$, которая зависит от вектора скорости частиц i -го сорта v_i , радиуса-вектора r_i и времени t . Функция f — это плотность соответствующих частиц в интервале $v_i - v_i + dv_i$, $r_i - r_i + dr_i$ в момент времени t .

Если на частицы i -го сорта действует внешняя сила F_i , а их взаимодействие с другими частицами носит характер парных столкновений, то функция распределения определяется кинетическим уравнением Больцмана:

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + v_i V_r f_i + \frac{F_i}{m_i} V_{v_i} f_i = \sum_k (S_k^i + S_i^k) + \sum (\Gamma_i^{(1)} + \Gamma_i^{(2)}), \quad (1.25)$$

где m_i — масса частиц.

Правая часть уравнения (1.25) содержит интегралы столкновений S , где суммирование производится по всем сортам частиц k , а также операторы процессов $\Gamma^{(1)}$ и $\Gamma^{(2)}$, ведущих к возникновению и исчезновению частиц i -го сорта в элементарном объеме $dv_i dr_i$ (например, ионизация и рекомбинация в случае ионов).

Если рабочее вещество находится в ионизированном состоянии, то для описания его поведения в электромагнитном поле можно использовать более простое гидродинамическое приближение. В основе этого приближения лежит переход от определения функции распределения частиц к системе уравнений для интегральных величин — моментов. Момент k -го порядка связан с функцией распределения выражением

$$M_{ij}^{(k)}, \dots = \int (v_i v_j, \dots) f dv. \quad (1.26)$$

Преимущество такого перехода состоит в том, что моменты зависят только от координат и времени, но не зависят от скоростей как функция распределения. Поэтому гидродинамическое приближение проще кинетического уравнения.

Нулевой момент

$$M_i^0 = \int f dv = n_i, \quad (1.27)$$

где n_i — концентрация частиц.

Первый момент равен количеству движения:

$$M_i^{(1)} = \int v_i f dv = m_i u_i, \quad (1.28)$$

где u_i — скорость направленного движения.

Второй момент определяет энергию ансамбля частиц:

$$M^{(2)} = \int v_i v_j f dv. \quad (1.29)$$

Сделаем несколько упрощающих предположений. Считаем, что рабочее вещество полностью однократно ионизировано и состоит из электронов с концентрацией n_e и ионов одного сорта с концентрацией n_i , причем

$$|n_e - n_i| \ll n_e \approx n_i = n. \quad (1.30)$$

Такой ионизированный газ называется плазмой. Далее считаем, что релаксационные времена в плазме достаточно малы, а турбулентные процессы не приводят к значительным нарушениям максвелловского распределения частиц по скоростям. В этом случае каждую из двух компонент плазмы можно рассматривать как жидкость со средними макроскопическими свойствами.

В сделанных предположениях можно записать уравнения движения для ионной и электронной компонент плазмы:

$$M n_i \frac{dv_i}{dt} = -\nabla p_i + n_i e (\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}) + \frac{n_i m (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e)}{\tau_{ei}}; \quad (1.31)$$

$$0 = -\nabla p_e - n_e e (\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}) - \frac{n_i m (\mathbf{v}_e - \mathbf{v}_i)}{\tau_{ei}}, \quad (1.32)$$

где M и m — масса ионов и электронов соответственно; τ_{ei} — среднее время между столкновениями электронов и ионов; ∇p — градиент газодинамического давления; \mathbf{E} — напряженность электрического поля. Индекс e относится к электронам, индекс i — к ионам.

В левой части уравнения (1.32) опущен инерционный член ввиду малости массы электрона. Это уравнение справедливо везде за исключением зон с резким изменением скорости (резкие скачки потенциала и т.п.).

Входящие в формулы (1.31) и (1.32) электрическое и магнитное поля определяются уравнениями Максвелла:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu (\mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}); \quad (1.33)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0; \quad (1.34)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}; \quad (1.35)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_e - n_i). \quad (1.36)$$

Плотность электрического тока

$$\mathbf{j} = e(n_i \mathbf{v}_i - n_e \mathbf{v}_e). \quad (1.37)$$

Если магнитное поле постоянно, то из уравнения (1.35) следует условие потенциальности электрического поля

$$\mathbf{E} = -\nabla \Phi, \quad (1.38)$$

где Φ — потенциал плазмы.

Оценим условия, при которых можно в уравнении (1.33) пренебречь током смещения $\partial \mathbf{D} / \partial t$. С этой целью образуем отношение

$$\frac{|\epsilon \mu \partial \mathbf{E} / \partial t|}{|\nabla \times \mathbf{B}|} \sim \frac{\epsilon \mu E f}{B/L} \sim \epsilon \mu L^2 f^2 \approx \frac{L^2 f^2}{c^2}.$$

Для масштабов $L \approx 10$ см, типичных для ЭРД, это отношение сопоставимо с единицей лишь для очень больших частот (не меньше 3 ГГц).

В этом случае уравнение (1.33) принимает более простой вид;

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu \mathbf{j} = \mu e (n_i \mathbf{v}_i - n_e \mathbf{v}_e). \quad (1.39)$$

Поскольку обычно в ЭРД энергия кулоновского взаимодействия электронов и ионов мала по сравнению с их тепловой энергией [см. формулу (1.70)], электронно-ионную плазму можно с хорошей степенью точности рассматривать как идеальный газ. В этом случае связь между входящими в уравнения (1.31) и (1.32) ионным и электронным давлениями и концентрацией определяется уравнениями состояния:

$$p_i = n_i k T_i; \quad p_e = n_e k T_e, \quad (1.40)$$

где T_i и T_e — температура ионов и электронов соответственно.

Уравнения (1.31) — (1.37), (1.40) образуют полную систему, достаточную для описания ускорения двухкомпонентной плазмы в произвольных электрическом и магнитном полях.

Учитывая формулы (1.30) и (1.39), переписываем уравнения (1.31) и (1.32) в виде

$$M n \frac{dv_i}{dt} = -\nabla p_i + n (\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}) - \frac{en}{\sigma} \mathbf{j}; \quad (1.41)$$

$$0 = -\nabla p_e - n (\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}) + \frac{en}{\sigma} \mathbf{j}, \quad (1.42)$$

$$\text{где } \sigma = \frac{ne^2}{m} \tau_{ei} \quad (1.43)$$

— проводимость плазмы.

Нетрудно убедиться, что в этом приближении произошла своеобразная инверсия уравнений: уравнение движения электронов (1.42) фактически играет роль обобщенного закона Ома, иными словами, устанавливается связь между плотностью электрического тока j и напряженностью электрического поля E . Используя формулу (1.39), представим эту связь в явной форме:

$$v_e = v_i - \frac{j}{ne}.$$

Подставим последнее выражение в уравнение (1.42):

$$j = \sigma(E + v \times B - \frac{1}{ne} j \times B + \frac{1}{ne} \nabla p_e). \quad (1.44)$$

Здесь $v_i \approx v$ — средняя локальная скорость плазмы.

Введем параметр Холла

$$\beta = \omega_e \tau_e, \quad (1.45)$$

где

$$\omega_e = eB/m \quad (1.46)$$

— электронная циклотронная частота.

С помощью параметра β обобщенный закон Ома (1.45) можно записать в виде

$$j = \sigma(E + v \times B + \frac{1}{ne} \nabla p_e) - \frac{\beta}{B} j \times B. \quad (1.47)$$

Второй член в правой части уравнения (1.47) имеет физический смысл ЭДС, индуцированной в плазме вследствие ее движения поперек силовых линий магнитного поля, третий — термоэлектронной ЭДС, четвертый — ЭДС Холла, появление которой обусловлено наличием компоненты тока, перпендикулярной магнитному полю.

Перепишем уравнение (1.47) еще раз, придав ему форму условия существования в квазинейтральной плазме электрического поля:

$$E = j/\sigma - \frac{1}{\sigma} v \times B - \frac{1}{ne\sigma} \nabla p_e + \frac{\beta}{\sigma B} j \times B. \quad (1.48)$$

Если электрическое поле в направлении ускорения ионов ЭРД обладает составляющей, отличной от нуля, то это поле совершает работу по разгону ионной компоненты квазинейтральной плазмы. Из уравнения (1.48) видно, что для решения этой задачи может быть использован

один из трех механизмов: 1) трение ионов об электроны (омический член j/σ); 2) термоэлектронная ЭДС; 3) ЭДС Холла. Второй член в уравнении (1.48), очевидно, не дает компоненты E вдоль вектора скорости v .

Из уравнений (1.31) — (1.40) можно получить также простое приближение одножидкостной магнитной гидродинамики. Учтем, что плотность плазмы

$$\rho \approx nM,$$

и предположим, что справедлив закон Дальтона

$$p = p_i + p_e = nk(T_e + T_i), \quad (1.49)$$

или условие

$$\nabla p = \nabla p_e + \nabla p_i. \quad (1.50)$$

Складывая с учетом этих упрощающих предположений уравнения (1.41) и (1.42), получаем выражение, описывающее ускорение плазмы в одножидкостном приближении:

$$\rho \frac{dv}{dt} = -\nabla p + j \times B. \quad (1.51)$$

Это уравнение следует решать совместно с уравнением (1.47). Входящая в (1.47) ЭДС Холла позволяет в этом приближении учесть фактическое различие траекторий ионов и электронов в электромагнитном поле.

Второй член в правой части уравнения (1.51) — так называемая сила Ампера. Произведя скалярное умножение (1.51) на v :

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\rho v^2}{2} \right) = -v \nabla p + v(j \times B), \quad (1.52)$$

можем убедиться, что работу по ускорению плазмы в электромагнитном поле совершают газодинамические силы ∇p и сила Ампера $j \times B$. Здесь возникает кажущийся парадокс: известно, что магнитная сила не может совершать работы над движущимися зарядами. Однако если обратиться к уравнению движения ионов (1.41), то становится ясно, что работа магнитных сил над ионами в действительности совершается либо за счет самосогласованного продольного электрического поля E , либо за счет трения между ионной и электронной компонентами плазмы

$\frac{n_e}{\sigma} j$. Таким образом, отмеченный кажущийся парадокс — следствие физических упрощений, положенных в основу одножидкостного приближения.

1.5. ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ РЕЖИМОВ УСКОРЕНИЯ

Относительная роль различных механизмов ускорения плазмы оценивается с помощью безразмерных критериев подобия. Правильный учет условий и факторов, определяющих основные физические особенности режима ускорения, необходим для выбора адекватной теоретической модели рабочих процессов в ЭРД.

Обычное газодинамическое приближение применимо, когда выполняется критерий Кнудсена

$$Kn = \frac{\lambda}{L} \ll 1, \quad (1.53)$$

где λ — длина свободного пробега; L — протяженность зоны ускорения.

С помощью критерия (1.53) можно ответить, например, на такой важный вопрос: какова эффективность увеличения ионным потоком нейтральной компоненты плазмы?

Сравним пролетное время $\tau_0 \approx L/v$ с временем обмена энергией между ионами и нейтральными атомами того же сорта:

$$\tau_r \approx [\langle n_a v_i \rangle \langle Q_n + \frac{1}{2} Q_{ia} \rangle]^{-1}, \quad (1.54)$$

где n_a — концентрация атомов; Q_n — эффективное сечение перезарядки; Q_{ia} — эффективное сечение упругих столкновений ионов с нейтральными атомами.

Ионный поток будет увлекать нейтральную компоненту при условии

$$\tau_r / \tau_0 < 1. \quad (1.55)$$

Оценим скорость другого важного процесса в плазме — скорость установления максвелловского распределения для электронной компоненты. Этот вопрос важен для исследования процессов ионизации плазмы, а также для определения характера проводимости. В однократно ионизированной плазме среднее время электрон-электронных столкновений

$$\tau_{ee} \approx \frac{5 \cdot 10^4 W_e^{3/2}}{n}, \quad (1.56)$$

где W_e — средняя энергия электронов, эВ; n — концентрация плазмы, см⁻³.

Считая, что для установления максвелловского распределения для электронной компоненты достаточно нескольких столкновений, получаем условие максвеллизации электронов

$$n\tau^* \geq 5 \cdot 10^4 W_e^{3/2}, \quad (1.57)$$

где τ^* — время пребывания электрона в ускорителе.

При низких плотностях плазмы возможен другой процесс максвеллизации электронов — их отражение от электрических слоев, существующих в плазме, например, от дебаевского пристеночного слоя [см. (1.70)].

Пусть критерий Лармора для ионов и электронов удовлетворяет условию

$$La_i = \frac{R_{ei}}{L} \ll 1; \quad (1.58)$$

$$La_e = \frac{R_{ee}}{L} \ll 1,$$

где R_{ei} и R_{ee} — ларморовские (циклотронные) радиусы для ионов и электронов, равные

$$R_{ei} = v_{i\perp} / \omega_i; \quad R_{ee} = v_{e\perp} / \omega_e. \quad (1.59)$$

Здесь ω_i и ω_e — циклотронная частота ионов и электронов, вычисляемая по формуле (1.46); v_{\perp} — соответствующие компоненты скорости частиц в плоскости, перпендикулярной магнитному полю.

Также считаем, что параметр Холла для электронов и для ионов

$$\beta_i = \omega_i \tau_{ei} \gg 1; \quad (1.60)$$

$$\beta_e = \omega_e \tau_{ei} \gg 1 \quad (1.61)$$

и заряженные частицы движутся в постоянном магнитном поле. В этих предположениях уравнение движения заряженных частиц приобретает простой вид

$$m \frac{dv}{dt} = ev \times B, \quad (1.62)$$

или в декартовых координатах при $B = \{0, 0, B_z\}$

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{eB}{m} v_y; \quad \frac{dv_y}{dt} = -\frac{eB}{m} v_x; \quad \frac{dv_z}{dt} = 0.$$

Эти уравнения описывают вращение заряженной частицы в плоскости (xOy) вокруг вектора \vec{B} , происходящее с угловой скоростью

$$\omega = eB/m.$$

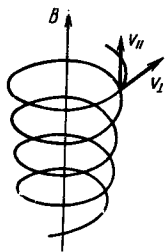


Рис. 1.2. Циклотронное движение заряженной частицы в магнитном поле

В случае электронов — это электронная циклотронная, или ларморова, частота (1.46); в случае ионов — ионная циклотронная частота. Величины ω_e и ω_i и соответствующие им значения ларморовских радиусов равны

$$\omega_e = 1,76 \cdot 10^7 B; \quad \omega_i = 0,46 \cdot 10^4 \frac{zB}{A};$$

$$R_{ce} = \frac{3,37 \sqrt{W_e}}{B}; \quad R_{ci} = \frac{145 \sqrt{AW_i}}{zB},$$

где W — энергия заряженных частиц, эВ; B — магнитное поле; ω — частота, рад/с, R — радиус, см; A — атомная масса; z — зарядовое число иона.

Таким образом, движение заряженных частиц в однородном магнитном поле состоит из двух частей: циклотронного вращения и свободного дрейфа вдоль силовых линий магнитного поля (рис. 1.2). Физический смысл дрейфового приближения состоит в том, что вместо движения самой частицы можно рассматривать более простое движение циклотронного центра вращения.

Если для плазмы соблюдаются оба условия (1.60) и (1.61), то она является полностью замагниченной. Если выполняется только условие (1.60) для электронной компоненты, то плазма замагничена частично.

В этом последнем случае параметр Холла, который в соответствии с (1.48) определяет величину холловской ЭДС, характеризует анизотропию проводимости замагниченной плазмы:

$$\beta = \frac{1/ne |j \times B|}{1/\sigma |j|}.$$

Между параметрами Кнудсена, Лармора и Холла существует простая связь:

$$Kn = \beta La. \quad (1.63)$$

Рассмотрим более сложный дрейф заряженных частиц в неоднородном магнитном поле. Допустим, что магнитное поле обладает градиентом в поперечном направлении. Тогда за один циклотронный поворот $\tau_c = 2\pi/\omega$ среднее положение частицы сместится на

$$\Delta R_c = R_c V R_c.$$

Скорость этого смещения, называемого градиентным дрейфом, равна

$$u_g = \frac{R_c V R_c \omega}{2} = \frac{1}{2} \frac{R_c^2 \omega^2}{B} V B$$

или в векторной форме

$$u_g = \frac{1}{2} \frac{v_{\perp}^2}{\omega B^2} B \times \nabla B. \quad (1.64)$$

Если силовые линии искривлены, причем радиус их кривизны равен R , то аналогичным образом возникает центробежный дрейф, скорость которого

$$u_c = \frac{mv_{\parallel}^2}{eB^2 R^2} R \times B. \quad (1.65)$$

Градиентный и центробежный дрейф происходят поперек силовых линий магнитного поля. Поскольку в соответствующие формулы входит заряд e , то в полностью замагниченной плазме возникает дрейфовый ток, который в силу пропорциональности скорости дрейфа массе заряженных частиц переносится в основном ионами:

$$j_D \approx ne u_i. \quad (1.66)$$

В общем случае дрейфа заряженной частицы в скрещенных электрическом и магнитном полях ее скорость можно представить в виде суммы

$$v = u + v',$$

где компонента v' определяется формулой (1.62), а компонента u равна

$$u = \frac{E \times B}{B^2}. \quad (1.67)$$

Это выражение справедливо, когда поля E и B однородны и постоянны. Таким образом, движение частицы в скрещенных полях E и B состоит из трех частей: циклотронного вращения вокруг силовых линий магнитного поля B , дрейфа вдоль B под действием компоненты E , параллельной вектору B , и дрейфа циклотронного кружка поперек электрического и магнитного полей со скоростью u . Этот вид дрейфа называется электрическим. Его особенность состоит в том, что в выражение (1.67) не вхо-

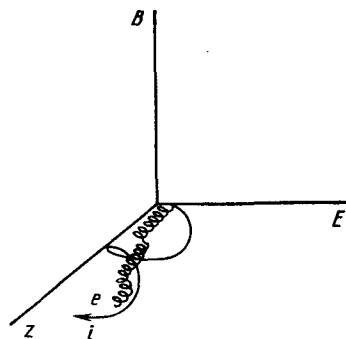


Рис. 1.3. Движение электронов и ионов по циклоидам с учетом столкновений

дят ни заряд, ни масса частицы, а потому для полностью замагниченной плазмы ионы и электроны дрейфуют в одном направлении и с одной скоростью. В случае частично замагниченной плазмы дрейфу подвержены только электроны, движение ионов носит самосогласованный характер. При электрическом дрейфе движение замагниченных частиц происходит по циклоиде (рис. 1.3).

Вернемся к условию квазинейтральности плазмы, которое выше было записано в форме соотношения (1.30). Более точный анализ этого условия основан на решении уравнения Пуассона (1.36) при условии (1.38), в котором Φ записывается как кулоновский потенциал, определяющий взаимодействие в плазме заряженных частиц — электронов и ионов:

$$\Phi = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (1.68)$$

Решение уравнения (1.36) в этом предположении имеет вид

$$\Phi_D = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r} e^{-r/\lambda_D},$$

где

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T}{2ne^2}} = 17,6 \sqrt{\frac{T}{n}} \quad (1.69)$$

— дебаевский радиус экранирования. Здесь λ_D измеряется в см; T — в градусах Кельвина, n — в см^{-3} .

Физический смысл величины λ_D очевиден: для расстояний внутри объема плазмы, равных $r = \lambda_D$, потенциал заряженной частицы снижается в 2,72 раза по сравнению с величиной, равной первоначальному кулоновскому потенциалу. На расстояниях, больших λ_D , индивидуальные электростатические поля ионов взаимно экранируются и ионизированный газ приобретает свойство электронейтральности.

Сделанный вывод, разумеется, справедлив, если внутри дебаевской сферы с радиусом λ_D находится достаточно много частиц, так как на расстояниях, меньших λ_D , за счет тепловых флуктуаций плотности ионов

возникают сильные электрические поля. На этом основании условие квазинейтральности плазмы можно записать в виде

$$N_D = \frac{4\pi}{3} n \lambda_D^3 \gg 1.$$

или с помощью критерия Дебая в виде

$$De = \frac{\lambda_D}{L} \ll 1, \quad (1.70)$$

где L — характерный размер.

В частности, вблизи стенки ускорителя плазмы может возникать пограничный дебаевский слой, в котором квазинейтральность плазмы испытывает сильные колебания с частотой

$$\omega_p \approx \bar{v}_e / \lambda_D,$$

где \bar{v}_e — тепловая скорость электронов.

Подставляя численные значения, запишем для частоты этих плазменных, или лэнгмюровских, колебаний выражение

$$\omega_p \approx \sqrt{\frac{e^2 n}{\epsilon_0 n}} \approx 5,6 \cdot 10^4 \sqrt{n}.$$

Здесь ω_p измеряется в рад/с, n — в см^{-3} .

Если соблюдается условие Дебая (1.70), то лэнгмюровскими колебаниями в объеме плазмы можно пренебречь.

Квазинейтральность плазмы не следует понимать как отсутствие в ней электрического поля. Напротив, если, например, под действием внешних полей центр тяжести электронной и центр тяжести ионной компонент смещаются друг относительно друга в плоском слое, то на границе этого слоя возникает поляризационное поле

$$E = - \frac{\partial \Phi}{\partial x} = \frac{en_0}{\epsilon_0} (x_e - x_i).$$

Если, например, $|x_e - x_i| \approx \lambda_D$, $T = 1$ эВ, $n_0 \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$, то $E \approx 4 \cdot 10^3 \text{ В/см}$.

В случае течений обычной жидкости или газа гидродинамическое приближение применимо, как известно, если соблюдается условие Кнудсена (1.53). Для описания течений плазмы в магнитогиродинамическом приближении достаточно соблюдения условия (1.60) для электронов, которое определяет замороженность магнитного поля в электронную компоненту плазмы. Связь между ионной и электронной компонен-

тами обеспечивается в этом случае существованием в квазинейтральной плазме самосогласованных полей.

Чтобы оценить различие электронных и ионных траекторий, образуем соотношение

$$\frac{|v_i - v_e|}{|v_i|} \approx \frac{|j|}{en|v_i|} \approx \frac{u}{v},$$

где u — скорость дрейфа электронов в направлении электрического поля.

Оценим скорость дрейфа с помощью уравнения Максвелла (1.39):

$$n = \frac{j}{en} \approx \frac{B}{en\mu L}. \quad (1.71)$$

Если в уравнении (1.52) отбросить первый член в правой части, а затем проинтегрировать его, произведя замену j в соответствии с (1.39), то получим для оценки скорости плазмы выражение

$$\frac{B^2}{2\mu} = A \frac{\rho v^2}{2}, \quad (1.72)$$

где A — число Альфвена.

Используя оценки (1.71) и (1.72), отношение скоростей электронов и ионов определяем по формуле

$$\frac{|v_i - v_e|}{|v_i|} \approx \frac{u}{v} \approx \sqrt{\frac{A}{\Pi}}, \quad (1.73)$$

где

$$\Pi = \frac{\mu e^2 n L^2}{M} \quad (1.74)$$

— так называемый погонный ион, т.е. число электронов и ионов в расчете на единицу длины в направлении неоднородности магнитного поля (L — масштаб неоднородности).

Физический смысл отношения u/v можно пояснить, образовав с помощью уравнения (1.44) отношение ЭДС Холла к ЭДС индукции, которая характеризует поток ионов

$$Mo \approx \frac{1/ne |j \times B|}{|v \times B|} \approx \frac{u}{v}. \quad (1.75)$$

Для практических оценок удобно перейти к полному разрядному

току I_p и расходу рабочего вещества m , выраженному в токовых единицах. Полученное при этом число называют параметром обмена, или критерием Морозова:

$$Mo \approx \frac{I_p}{em|M}. \quad (1.76)$$

Параметр обмена характеризует влияние эффекта Холла на распределение токов в ускорителе плазмы. Если $u/v \ll 1$, то пучок электронов мало отклоняется от оси ускорителя и в уравнении (1.32) можно записать $v_i B$ вместо $v_e B$. Необходимость в отдельном уравнении движения для электронов отпадает, и приближение одножидкостной магнитной гидродинамики становится достаточным.

В противоположном случае, когда $u/v \geq 1$, распределение токов и скоростей в ускорителе приобретает существенно двумерный характер. Для анализа течения плазмы целесообразно использовать двухжидкостное приближение.

Физический смысл параметра обмена можно понять глубже, если воспользоваться выражением для КПД ускорения

$$\eta_y = \frac{W}{e\Phi_0} = \frac{mv^2}{2I_p\Phi_0}, \quad (1.77)$$

где $W = Mv^2/2$ — кинетическая энергия ускоренного иона; Φ_0 — приближенная разность потенциалов.

Нетрудно убедиться, что между η_y и параметром обмена существует соотношение

$$\frac{\eta_y}{Mo} = W/e\Phi_0. \quad (1.78)$$

Остановимся на критериальных способах оценки роли диссипативных эффектов при ускорении плазмы. В гидродинамике для оценки этих эффектов вводится число Рейнольдса, которое характеризует отношение динамических и вязких сил, иными словами, относительную роль конвективных и диффузионных процессов. По аналогии в магнитной гидродинамике вводят магнитное число Рейнольдса:

$$Re_m = \mu\sigma vL = \frac{vL}{\nu_m}, \quad (1.79)$$

$$\text{где } \nu_m = \frac{1}{\mu\sigma}. \quad (1.80)$$

— магнитная вязкость.

Число Re_m характеризует относительную интенсивность двух процессов: конвективного процесса ускорения плазмы и диссипативного процесса диффузии магнитного поля в плазму, которая поступает извне в зону, занятую этим полем. Поэтому числом Re_m удобно пользоваться при анализе процессов входа плазмы в магнитное поле, а также выхода из него.

При $v_m \rightarrow 0$, $Re_m \gg 1$ в основной части течения преобладает конвективный перенос, обусловленный действием электромагнитных сил, а плазма рассматривается как идеальный проводник. В этом случае закон Ома (1.44) принимает вид

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = 0, \quad (1.81)$$

а из уравнения Максвелла (1.35) находим

$$\partial \mathbf{B} / \partial t = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (1.82)$$

Поскольку в этом случае $j/\sigma \ll vB$, плотность тока определяется не законом Ома, а уравнением Максвелла (1.39):

$$\mathbf{j} = \frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{B}.$$

Уравнение движения плазмы (1.51) запишем поэтому в виде

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} \pm \nabla p - \frac{1}{\mu} \mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{B}). \quad (1.83)$$

Вместе с уравнением непрерывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \rho \mathbf{v} = 0 \quad (1.84)$$

и уравнением состояния

$$p = \frac{\rho}{M} kT \quad (1.85)$$

формулы (1.82) и (1.83) образуют систему уравнений идеальной магнитной гидродинамики.

В этом режиме, очевидно, плотность тока $j \sim B/\mu L$, а величина магнитных сил, действующих на плазму, порядка $B^2/\mu L$. Соотношение магнитных и инерционных сил определяется в этом случае числом Альфвена (1.72):

$$A = \frac{B^2}{\mu \rho v^2} = \left(\frac{v_A}{v} \right)^2 = \frac{St}{Re_m}, \quad (1.86)$$

где v_A — скорость Альфвена:

$$v_A = B/\sqrt{\mu \rho}; \quad (1.87)$$

St — число Стюарта:

$$St = \frac{\sigma B^2 L}{\rho v}. \quad (1.88)$$

Если $v_A \approx v$, то магнитная энергия в ускорителе будет эффективно преобразовываться в энергию направленного движения плазмы.

В режиме $Re_m \gg 1$, $\beta \gg 1$ диффузия магнитного поля в хорошо проводящую плазму описывается уравнением (1.82). Воспользовавшись уравнением непрерывности (1.84) и произведя векторные преобразования, получим

$$\frac{d\mathbf{B}}{dt} - \frac{\mathbf{B}}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} = \rho \frac{d}{dt} \left(\frac{\mathbf{B}}{\rho} \right) = (\mathbf{B} \nabla) \mathbf{v}. \quad (1.89)$$

Если плазма движется поперек магнитного поля ($\mathbf{v} \perp \mathbf{B}$), то правая часть (1.89) обращается в нуль и

$$B/\rho = \text{const}. \quad (1.90)$$

Величина B/ρ представляет собой параметр изомагнитности плазмы, движущейся поперек магнитного поля. Согласно формуле (1.90), замороженность магнитного поля в электронную компоненту плазмы ($\beta \gg 1$) должна затруднять выход плазмы из ускорителя в зону, где $B \rightarrow 0$, $\rho \neq 0$. Чтобы обеспечить выход ионов из магнитного поля, необходимо либо наличие в этой области фона незамагниченных электронов, которые поступают, например, из специального катода-компенсатора, либо достаточная степень неидеальности плазмы как проводника, когда вследствие столкновений электроны получают возможность диффундировать в сторону анода поперек магнитного поля.

Рассмотрим режим малых чисел $Re_m \ll 1$. В этом случае преобладают диффузионные процессы и плотность тока, индуцированного в плазме внешним магнитным полем, определяется законом Ома:

$$j_{\text{и}} \approx \sigma v B_0.$$

По формуле (1.39) этому току соответствует компонента индуцированного магнитного поля

$$B_{\text{и}} \approx \mu \sigma v B_0 L,$$

откуда

$$\frac{B_H}{B_0} \approx \mu \sigma v L \approx \text{Re}_m. \quad (1.91)$$

Иными словами, в области малых значений число Re_m характеризует воздействие плазменного течения на магнитное поле.

Для оценки обратного воздействия внешнего магнитного поля на плазму образуем отношение инерционных и магнитных сил. Первые имеют порядок $\rho v^2/L$, вторые связаны с индуцированным током:

$$j_H B_0 \approx \sigma v B_0^2.$$

Отношение этих сил образует число Стюарта (1.88):

$$\text{St} = \frac{\sigma v B_0^2}{\rho v^2/L} = \frac{\sigma B_0^2 L}{\rho v}.$$

Если $\text{St} > 1$, то магнитные силы в режиме, когда $\text{Re}_m \ll 1$, оказывают значительное влияние на течение плазмы. Поэтому число St иногда называют также параметром магнитного взаимодействия или коэффициентом магнитной силы.

1.6. ПРЕДЕЛЬНЫЕ РЕЖИМЫ УСКОРЕНИЯ

Обращаясь к уравнениям движения ионов и электронов (1.41) и (1.42), нетрудно убедиться, что разгон ионной компоненты возможен под действием следующих механизмов. Во-первых, это газокINETическое ускорение под действием градиентов ионного и электронного давления, причем в случае ∇p_i работают силы ион-ионного трения, а в случае ∇p_e ионы могут ускоряться термоэлектронной ЭДС. Во-вторых, это ускорение продольной компонентой электрического поля, в-третьих, ускорение ионов, обусловленное электронно-ионным трением (электронный ветер). Рассмотрим эти предельные режимы ускорения более подробно.

1.6.1. ГАЗОКИНЕТИЧЕСКОЕ УСКОРЕНИЕ

Пренебрегая вязкостью, теплопроводностью и излучением, запишем закон сохранения энергии для одномерного течения плазмы:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{v^2}{2} + W \right) = \frac{1}{\rho} (jE - \nabla p v), \quad (1.92)$$

где W — внутренняя энергия плазмы, равная сумме тепловой энергии частиц и энергии их внутриатомного состояния (диссоциация, ионизация, возбуждение).

С учетом только поступательных степеней свободы

$$W = \frac{3}{2} kT = c_v T = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho}, \quad (1.93)$$

где $\gamma = c_p/c_v$ — отношение теплоемкостей при постоянном давлении и объеме. Для идеального одноатомного газа $c_p/c_v = 5/3$.

Если пренебречь магнитными силами и считать течение стационарным, то

$$jE = j^2/\sigma; \quad \nabla p v = \rho \frac{d}{dt} \left(\frac{p}{\rho} \right).$$

Уравнение (1.92) принимает в этом случае вид

$$\rho \frac{d}{dt} \left(\frac{v^2}{2} + W + \frac{p}{\rho} \right) = \frac{j^2}{\sigma}$$

или

$$\rho \frac{d}{dt} \left(\frac{v^2}{2} + h \right) = \frac{j^2}{\sigma}, \quad (1.94)$$

где

$$h = W + \frac{p}{\rho} = \frac{5}{2} kT = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} \quad (1.95)$$

— энтальпия.

Для обратимого адиабатического (изознтропийного) течения правая часть (1.94) обращается в нуль и

$$v dv + dh = 0. \quad (1.96)$$

Записав уравнение движения

$$v dv + \frac{dp}{\rho} = 0$$

и проинтегрировав его, получим

$$\frac{v^2}{2} + \int \frac{dp}{\rho} = \text{const.} \quad (1.97)$$

Чтобы вычислить интеграл в уравнении (1.97), надо знать зависимость между p и ρ . Например, для политропного процесса

$$p/p^n = \text{const.} \quad (1.98)$$

Показатель политропы n определяется термодинамикой процесса. В частности, для изэнтропийного течения идеального газа $n = \gamma$, для изотермического $n = 1$.

При интегрировании (1.97) изэнтропийное течение

$$v_k = \left\{ 2h_0 \left[1 - \left(\frac{p_k}{p_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \right\}^{1/2}, \quad (1.99)$$

где индекс "к" относится к конечному состоянию, а индекс "0" — к начальному.

Этой формулой определяется максимальная скорость, достижимая при адиабатическом истечении нагретого рабочего вещества через сопло, иными словами, предельная скорость, которую может приобрести рабочее вещество при его изэнтропическом расширении в сверхзвуковом сопле.

Учитывая формулу (1.22), можно определить максимальное значение тяги, создаваемое при истечении из сопла:

$$F = \frac{(1 + \cos \theta)}{2} [\rho_k v_k^2 + (p_k - p_a)] S_k, \quad (1.100)$$

где S_k — площадь выходного сечения сопла; p_a — давление окружающего газа.

Коэффициент полезного действия сопла

$$\eta_c = \frac{v_k^2/2}{v_k^2/2 + h} = \left\{ 1 + \frac{2}{(\gamma-1)M^2} \right\}^{-1}, \quad (1.101)$$

где $M = v_k/a$ — число Маха; $a = (\gamma \frac{R}{A} T)^{1/2}$ — скорость звука; A — атомная масса.

Если рабочим веществом в ЭРД служит плазма, то течение может не носить адиабатический характер. Отклонения от адиабатичности могут быть вызваны дополнительным джоулевым нагревом плазмы, если в зоне ее расширения протекает часть разрядного тока, выравниванием электронной температуры вдоль ускорителя за счет электронной теплопроводности и другими процессами.

Чтобы учесть эти эффекты, рассмотрим изотермическое течение, когда в (1.98) следует положить $n = 1$ и принять

$$p/\rho = \text{const} = \frac{1}{A} RT.$$

Интегрирование уравнений (1.97) с учетом (1.95) в этом случае для скорости истечения дает

$$v_k = \left\{ 2 \frac{(\gamma-1)}{\gamma} h_0 \ln \frac{p_0}{p_k} \right\}^{1/2}. \quad (1.102)$$

Если, например, $\gamma = 5/3$, $p_0/p_k \approx 10^5$, то

$$v_k \approx 2 \sqrt{2h_0},$$

т.е. примерно вдвое больше максимальной скорости, соответствующей изэнтропийному течению.

Если для плазмы, расширяющейся в сопле, $T_e \gg T_i$, то предельная скорость определяется ионным звуком и вместо (1.102) следует записать

$$v_k \approx \left(\frac{m}{M} \right)^{1/2} v_{e \max},$$

где $v_{e \max}$ — максимальная скорость электронов.

Практический интерес в этом случае представляет использование магнитного сопла. Однако в выходной зоне такого ускорителя неравновесной плазмы, где силовые линии магнитного поля имеют значительную составляющую B_{\perp} , возникает проблема "схода" с них замагниченной электронной компоненты [см. (1.90)]. Поэтому формула (1.102) дает лишь оценку максимальной скорости истечения неравновесной плазмы из магнитного сопла.

1.6.2. ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СИЛЫ

Рассматривая газокINETическое ускорение, в целях упрощения не учитывали электромагнитные силы, действующие на плазму в ЭРД. Однако во многих типичных для ЭРД случаях этого сделать нельзя. В качестве примера рассмотрим схему стационарного плазменного коаксиально-торцевого ускорителя (рис. 1.4). Магнитное поле либо создается с помощью соленоидной катушки, расположенной вокруг внешнего кольцевого электрода — анода, либо возникает, как самосогласованное в соответствии с уравнением Максвелла (1.39).

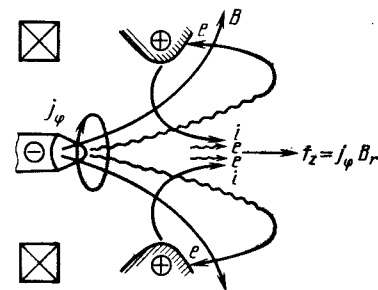


Рис. 1.4. Сильноточный плазменный ускоритель

Воспользуемся приближением идеальной магнитной гидродинамики (1.83) и запишем для стационарного ускорения плазмы уравнение

$$\rho(\mathbf{v} \times \nabla) \mathbf{v} = -\nabla p - \frac{1}{\mu} \mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{B}) = -\nabla p + \mathbf{j} \times \mathbf{B}. \quad (1.103)$$

Выберем для анализа цилиндрическую систему координат $\{r, \varphi, x\}$. В этой системе плотность тока имеет компоненты $\{j_r, j_\varphi, j_x\}$, а магнитное поле — $\{B_r, B_\varphi, B_x\}$. Уравнение (1.103) в проекциях на оси координат в этом случае принимает вид

$$\rho \frac{v_r}{v} \frac{\partial}{\partial r} (rv_r) = -\frac{\partial p}{\partial r} - j_\varphi B_x - j_x B_\varphi;$$

$$\rho \frac{v_\varphi}{v} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} = j_r B_x - j_x B_r;$$

$$(1.104)$$

$$\rho v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} = -\frac{\partial p}{\partial x} + j_r B_\varphi + j_\varphi B_r.$$

Интегрируя (1.104) по объему, занимаемому магнитным полем, найдем компоненты суммарной магнитной силы, действующей на плазму:

$$F_1 = \int_V j_r B_\varphi dS dx - \frac{1}{2} \int_{S_1} j_x B_\varphi r dS;$$

$$F_2 = \int_V j_\varphi B_r dS dx - \frac{1}{2} \int_{S_1} j_\varphi B_r r dS;$$

$$(1.105)$$

$$F_3 = p_0 S_1 + \int_0^L p dS.$$

Здесь S_1 — сечение струи плазмы вблизи центрального электрода — катода; p_0 — давление газа вблизи катода вне границы плазменной струи; $dS = 2\pi r dr$.

Компоненты интегральной силы F имеют следующий физический смысл: сила F_1 обусловлена взаимодействием разрядного тока с собственным магнитным полем и действует на катод и на токовый контур; сила F_2 обусловлена взаимодействием разрядного тока с внешним магнитным полем и приложена к соленоиду, создающему это поле, а также к катоду; сила F_3 имеет газодинамическое происхождение и обусловлена давлением плазмы на электроды и на внутренние стенки ускорителя.

Для вычисления компонент самосогласованного магнитного поля удобно переписать уравнение Максвелла (1.39) в интегральной форме:

$$\oint \mathbf{B} d\mathbf{l} = \mu \oint \mathbf{j}_n dS, \quad (1.106)$$

где $d\mathbf{l}$ — элемент контура, ограничивающего поверхность S ; \mathbf{j}_n — проекция плотности тока на нормаль к этой поверхности.

Выполним интегрирование (1.106) для схемы ускорителя, показанной на рис. 1.4, и определим компоненты силы Ампера (1.105). Магнитное поле, создаваемое разрядным током I , который течет по двум коаксиальным цилиндрам для зоны $r_K < r < r_a$, равно

$$B = \frac{\mu I}{2\pi r} = 2 \cdot 10^{-3} \frac{I}{r}, \quad (1.107)$$

где r_a и r_K — радиусы анода и катода соответственно. Магнитное поле здесь выражено в Гл, сила тока — в А, переменный радиус r — в см.

Магнитное поле во внутреннем цилиндре — катоде ($r < r_K$) — равно

$$B = \mu \frac{r}{r_1} \frac{I}{2\pi r_1}. \quad (1.108)$$

Объединяя (1.107) и (1.108) и подставляя полученное уравнение в (1.105), находим

$$F = \int_V j_r B_\varphi dV = \frac{\mu I}{4\pi} \left(\ln \frac{r_a}{r_K} + \frac{1}{4} \right). \quad (1.109)$$

Вблизи торца катода действует еще одна компонента электромагнитной силы, сжимающая плазму, — так называемая магнитная накачка

$$F = \int_V j_z B_\varphi dV = \frac{\mu I^2}{4\pi}. \quad (1.110)$$

Сжатие плазмы этой силой ведет к ее нагреву, повышению газодинамического давления и вследствие этого к дополнительному ускорению вдоль оси. Как было показано в разд. 1.3 [см. (1.22)], для перехода от электромагнитной силы, фокусирующей струю плазмы к оси ускорителя, к эффективной силе, действующей вдоль оси, следует ввести коэффициент

$s = \frac{(1 + \cos \theta)}{2}$. Если, например, истечение происходит в полуугол $\theta/2 = 45^\circ$, то $s = 1/2$.

Объединяя найденные соотношения, получаем для интегральной электромагнитной силы формулу

$$F = \frac{\mu I^2}{4\pi} \left(\ln \frac{r_a}{r_k} + \frac{3}{4} \right) = 10^{-7} I^2 \left(\ln \frac{r_a}{r_k} + \frac{3}{4} \right), \quad (1.111)$$

где ток выражен в А, сила — в В.

Очевидно, выражение (1.111) для суммарной электромагнитной силы (тяги), действующей на рабочее вещество, справедливо, если между компонентами магнитных сил, входящих в формулу (1.105), выполняются соотношения $F_1 \gg F_2$; $F_1 \gg F_3$.

В другом предельном случае, когда $F_2 \gg F_1$; $F_2 \gg F_3$, иными словами, когда основную роль играет внешнее магнитное поле B_0 , тягу можно аналогично определить по формуле

$$F \sim IB_0. \quad (1.112)$$

Процессы в области струи плазмы, поджатой магнитным полем протекающего по ней тока, можно рассмотреть на основе представлений о стационарном пинч-эффекте. Обращаясь к первой из формул (1.105), запишем для этого случая условие равновесия между магнитной силой и газодинамическим давлением в столбе плазмы:

$$j_x B_\phi = - \frac{dp}{dr}. \quad (1.113)$$

Распределение плотности тока по радиусу столба плазмы определяется выражением

$$j_x(r) = \frac{1}{2\pi r} \frac{2I(r)}{dr}.$$

Поэтому

$$\frac{\mu I}{4\pi^2 r^2} \frac{dI}{dr} = \frac{\mu}{8\pi^2 r^2} \frac{d}{dr} (I^2) = - \frac{dp}{dr}.$$

Явление сжатия плазменного шнура под действием собственного магнитного поля называется пинч-эффектом. Выберем для анализа границу пинча исходя из условия, что в области $r \leq r_1$ течет ток и давление $p = nkT \neq 0$, а в области $r > r_1$ тока нет и давление обращается в нуль. С учетом этого условия интегрирование по частям дает

$$\frac{\mu I_0^2}{8\pi} = N' kT, \quad (1.114)$$

где I_0 — полный разрядный ток, а N' — погонное число частиц, т.е. число частиц, отнесенное к единице длины:

$$N' = 2\pi \int_0^{r_1} r n dr.$$

По формулам (1.111) и (1.114) можно определить интегральные электромагнитные силы, действующие на плазму со стороны магнитного поля разрядного тока, а по формуле (1.100) — тягу, определяемую действием только газодинамических сил.

Для простейших оценок суммарного действия обоих эффектов тягу можно считать аддитивной функцией электромагнитных и газодинамических сил:

$$F = F_{эл} + F_{г}. \quad (1.115)$$

Эффективную скорость истечения можно оценить по формуле

$$v_{эф} = F/\dot{m}. \quad (1.116)$$

1.6.3. БЕЗДИССИПАТИВНЫЕ И ДИССИПАТИВНЫЕ РЕЖИМЫ УСКОРЕНИЯ

Простейший случай электростатического ускорения ионов реализуется, когда в уравнении движения для ионов (1.41) можно пренебречь всеми членами кроме второго ($\nabla p = 0$, $B = 0$, $\sigma \rightarrow \infty$). Уравнение (1.42) излишне, так как в этом случае рабочее вещество состоит только из однозарядных ионов одного сорта.

Конечная скорость ионов в таком электростатическом ускорителе определяется приложенной разностью потенциалов Φ_0 .

$$\frac{M v_a^2}{2} = e \int_0^L E dx = e \Phi_0, \quad (1.117)$$

где L — протяженность зоны ускорения.

В отличие от ускорителей квазинейтральной плазмы в этом случае отсутствует компенсация объемного заряда ионного пучка, что ограничивает плотность ионного тока и соответственно плотность тяги ЭРД. Эту предельную плотность тока можно оценить с помощью уравнений (1.36) и (1.38), из которых следует уравнение Пуассона

$$\frac{d^2 \Phi}{dx^2} = \frac{en(x)}{\epsilon_0}, \quad (1.118)$$

где концентрация ионов

$$n(x) = \frac{j}{ev(x)}.$$

Уравнение (1.118) записано для простейшего случая плоской геометрии системы.

Проинтегрировав (1.118) с учетом формулы (1.117) для граничных условий

$$x = 0; v(0) = \Phi(0) = \frac{d^2 \Phi(0)}{dx^2} = 0,$$

установим связь между предельной величиной плотности ионного тока и ускоряющим потенциалом:

$$j_{пр} = \frac{4}{3} \epsilon_0 \left(\frac{2e}{M} \right)^{1/2} \frac{\Phi_0^{3/2}}{L^2}. \quad (1.119)$$

Это соотношение известно как формула Лэнгмюра–Богуславского или закон "трех вторых". Для ионов с атомной массой A после подстановки численных значений констант (1.119) можно переписать в виде

$$j_i = 5,4 \cdot 10^{-8} \frac{\Phi_0^{3/2}}{A^{1/2} L^2},$$

где j_i измеряется в A/cm^2 ; Φ_0 — в В; L — в см. Законом "трех вторых" определяется максимальная плотность тока, которую можно получить в электростатическом ускорителе при данной разности потенциалов Φ_0 .

Перейдем к анализу более сложных бездиссипативных и диссипативных режимов ускорения квазинейтральной плазмы. С этой целью обратимся к уравнению движения ионов (1.31) или (1.41), отбросим в нем величину ∇p_i и исключим с помощью (1.32) скорость электронов v_e :

$$M \frac{dv_i}{dt} = \frac{\beta^2}{1 + \beta^2} [e(E + v_i \times B + \frac{1}{ne} \nabla p_e) + \frac{m}{\tau_{ei}} (u_c - v_i)]. \quad (1.120)$$

где u_c — скорость дрейфа частиц в скрещенных электрическом и магнитном полях:

$$u_c = \frac{E \times B}{B^2}.$$

Уравнение (1.120) справедливо, когда циклотронный радиус электронов значительно меньше характерного размера ускорителя

$$R_{ce} = \frac{m v_{e1}}{eB} \ll L.$$

Скорость ионов, которая определяется с помощью уравнения (1.120), испытывает в процессе движения плазмы в скрещенных электрическом и магнитном полях колебания, асимптотически приближаясь к дрейфовой скорости u_c .

Рассмотрим ускоритель прямоугольной геометрии, у которого магнитное поле направлено по оси z , электрическое — по оси y . Отбрасывая в уравнении (1.120) ∇p_e , запишем его в координатах (x, y) :

$$M \frac{(1 + \beta^2)}{\beta^2} \frac{dv_x}{dt} = e v_y B - \frac{m}{\tau_{ei}} v_x;$$

$$M \frac{(1 + \beta^2)}{\beta^2} \frac{dv_y}{dt} = -e v_x B - \frac{m}{\tau_{ei}} v_y.$$

Вводя обозначения

$$\Omega = \omega_i \frac{B^2}{(1 + \beta^2)}; \quad \gamma = \omega_i \frac{\beta}{(1 + \beta^2)},$$

$$\text{где } \omega_i = \frac{eB}{M},$$

и учитывая начальные условия

$$v|_{x=0} = v|_{y=0} = x_0 = y_0 = 0,$$

получаем решение этих уравнений:

$$v_x = \frac{E_y}{B} (1 - e^{\gamma t} \cos \Omega t); \quad (1.121)$$

$$v_y = \frac{E_y}{B} e^{-\gamma t} \sin \Omega t.$$

Из (1.121) следует, что время, в течение которого ионы приобретают максимальную скорость u_{ci} в направлении оси ускорителя, приблизительно равно

$$\tau \approx \frac{3}{\gamma} = \frac{3}{\omega_{ei} \beta} \frac{1 + \beta^2}{\beta}.$$

В зависимости от значения безразмерных параметров, входящих в формулы (1.121), возможны различные режимы ускорения плазмы.

1. Бездиссипативный ($\beta \gg 1$; $\gamma/\Omega \ll 1$; $\tau \gg \frac{2\pi}{\omega_{ci}}$).

2. Диссипативный ($\beta \approx \gamma/\Omega \approx 1$; $\tau \approx 2\pi/\omega_{ci}$).

3. Аperiодический диссипативный ($\beta \ll 1$; $\gamma/\Omega \gg 1$; $\tau \gg 2\pi/\omega_{ci}$).

Последний режим отличается малым ускорением ионов, требует большой длины канала $L \gg R_{ci}$ и для ЭРД практического интереса не представляет.

Остановимся поэтому на анализе общих особенностей двух первых режимов. В бездиссипативном режиме при ускорении частично замагниченной плазмы разгон ионов происходит под действием самосогласованного электрического поля, а влиянием электронно-ионного трения можно пренебречь. Из уравнения (1.120) видно, что поддерживать самосогласованное поле в плазме можно за счет двух эффектов — силы Лоренца $\mathbf{v}_e \times \mathbf{B}$ или градиентов электронного давления.

Если в уравнении (1.31) пренебречь градиентом давления и членом, учитывающим электронно-ионные столкновения, то в той же прямоугольной геометрии получим

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{e}{M} E_x + \omega_{ci} v_y; \quad (1.122)$$

$$\frac{dv_y}{dt} = \frac{e}{M} E_y - \omega_{ci} v_x.$$

Из уравнения (1.32) находим условие вмороженности магнитного поля в электронную компоненту плазмы:

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v}_e \times \mathbf{B}. \quad (1.123)$$

Поскольку

$$\mathbf{E} \times \mathbf{B} = 0, \quad (1.124)$$

то из формулы (1.123) следует, что с точностью до $V p_e$ магнитные силовые линии совпадают с эквипотенциалами электрического поля. Поэтому формула (1.123) имеет физический смысл условия существования в замагниченной квазинейтральной плазме самосогласованного электрического поля. Магнитное поле играет при этом ту же роль, что предотвращает свободный дрейф электронов в сторону анода вдоль направления ускорения ионов.

На рис. 1.5 показаны траектории движения электронов и ионов в ортогональной схеме ускорителя со скрещенными электрическими и магнитными полями. Предельная скорость ионов в направлении оси x определяется интегрированием (1.122)

$$v_x = \left(\frac{2e}{M} \Phi_0 \right)^{1/2}. \quad (1.125)$$

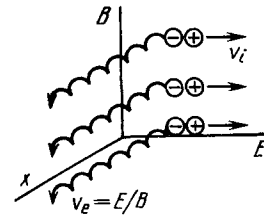


Рис. 1.5. Траектории электронов и ионов в скрещенных электрическом и магнитном полях

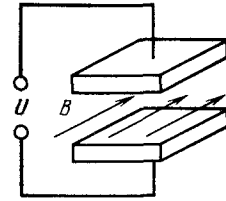


Рис. 1.6. Ортогональный ускоритель

Эта формула аналогична соотношению (1.117) для электростатических ионных двигателей. В этом проявляется сходство обоих режимов ускорения. Их различие состоит в том, что в случае бездиссипативного ускорения в процессе разгона ионов постоянно соблюдается условие квазинейтральности плазмы (1.30), а поэтому отсутствует ограничение плотности ионного тока, характерное для ионных двигателей [см. (1.119)].

Возможен и другой режим бездиссипативного ускорения ионов, когда поперечная компонента магнитного поля $B_1 \approx 0$ и продольное электрическое поле

$$\mathbf{E} \approx -\frac{1}{ne} \nabla p_e. \quad (1.126)$$

Очевидно, в этом режиме необходимо обеспечить получение достаточно высоких электронных температур $T_e \gg T_i$. При этом должны быть приняты меры против стабилизации величины T_e за счет радиационных потерь из неизометрической плазмы.

Продолжим рассмотрение особенностей бездиссипативного ускорения ионов на примере ускорителя ортогональной геометрии (рис. 1.6). Такой ускоритель иногда называют ускорителем типа Фарадея. Магнитное поле, перпендикулярное электрическому, создается в нем с помощью внешних электромагнитов или постоянных магнитов.

Если $v_y = 0$, то из уравнений (1.121) и (1.122) получаем

$$v_x = \left[\frac{2e}{M} (\Phi_0 - \Phi) \right]^{1/2} = \frac{E_y}{B}. \quad (1.127)$$

Траектории ионов в этом случае должны быть почти прямолинейны и направлены приблизительно вдоль оси ускорителя, а электроны должны совершать дрейф вдоль эквипотенциалов в направлении анода. Такова идеальная схема работы этого ускорителя.

Однако реализовать подобный режим ускорения в системе со сплошными электродами, которые представляют собой поверхности постоян-

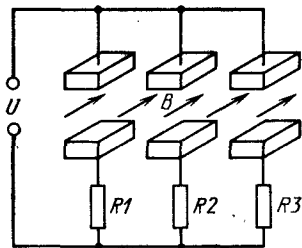


Рис. 1.7. Ортогональный ускоритель с секционированными электродами

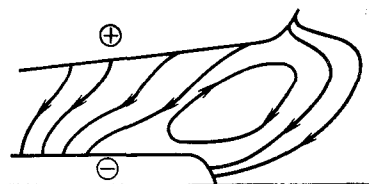


Рис. 1.8. Линии тока в коаксиальном ускорителе

ного потенциала, невозможно. Вследствие эквипотенциальности электродов неизбежно возникает отличная от нуля компонента скорости v_y и поток плазмы отжимается к катоду ускорителя.

Частично устранить этот недостаток в ускорителе типа Фарадея можно, сделав электроды секционированными и подведя к каждой их паре различное напряжение (рис. 1.7). В результате поверхности анода и катода становятся неэквипотенциальными, электрическое поле имеет две компоненты E_x и E_y и электроны в таком поле движутся относительно

но оси под углом $\alpha = \arctg \frac{E_x}{E_y}$.

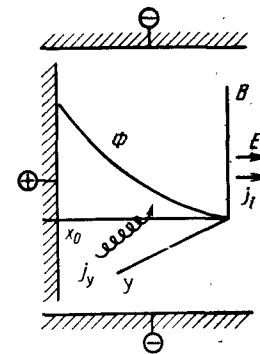
Из уравнения (1.127) следует, что магнитное поле вдоль такого ускорителя должно уменьшаться по закону

$$B(x) = \frac{E_y}{\left[\frac{2e}{M} (\Phi_0 - \Phi) \right]^{1/2}}. \quad (1.128)$$

Однако секционирование электродов не решает всех проблем ускорителя Фарадея, так как вследствие эквипотенциальности магнитных силовых линий [см. (1.90)] в нем затруднен выход электронного тока с катода в плазму и его поступление на анод. Кроме того, необходимость секционирования электродов ведет к чрезмерному усложнению системы электропитания ускорителя. По этим причинам ускорители типа Фарадея в настоящее время не рассматриваются в качестве ЭРД.

Примерно те же недостатки сохраняются, если перейти от прямоугольной схемы ускорителя со сплошными электродами к коаксиальной (рис. 1.8). Допустим, что $\beta \gg 1$, $\xi \gg 1$, $B/\rho = \text{const}$. Ускорение ионов в таких условиях должно осуществляться самосогласованным электрическим полем E_x . Линии разрядного тока при этом имеют наклон, определяемый эффектом Холла, а часть разрядного тока сосредоточена вне

Рис. 1.9. Принципиальная схема двигателя с азимутальным дрейфом электронов



ускорителя (токи выноса). Траектории электронов и ионов различаются, и на выходе ускорителя происходит фокусировка плазменной струи вдоль центрального электрода — катода. В качестве ЭРД такой ускоритель, очевидно, также не перспективен.

Основная причина неэффективной организации процесса бездиссипативного разгона ионов в ускорителях со сплошными электродами состоит, таким образом, в неудовлетворительном решении проблемы коммутации электронного дрейфового тока. Эту проблему удастся решить, перейдя к схеме ускорителя с замкнутым дрейфом электронов.

Принцип работы бездиссипативного двигателя с замкнутым дрейфом электронов поясняется на рис. 1.9. Параметры этого двигателя подбираются таким образом, чтобы скорость ионов была значительно меньше скорости дрейфа:

$$v_i \ll v_e = E/B, \quad (1.129)$$

и, следовательно, можно было пренебречь действием магнитной силы на ионы. Иными словами, условие (1.129) означает, что протяженность зоны ускорения должна быть значительно меньше циклотронного радиуса ионов:

$$L \ll R_{ci} = \frac{M v_i}{e B}. \quad (1.130)$$

Поскольку в этом ускорителе $E_y = 0$, из уравнений (1.122) и (1.123) следует, что

$$M v_x \frac{dv_x}{dx} = e v_{e\phi} B; \quad (1.131)$$

$$\rho v_x \frac{dv_x}{dx} = j_{\phi} B,$$

где $j_{\phi} = e n v_{e\phi} = E_{\phi} / B$ — дрейфовый ток электронов в азимутальном направлении поперек внешнего магнитного поля.

Дрейф электронов в азимутальном направлении обеспечивается вследствие эффекта Холла. Наиболее распространена коаксиальная разновидность ускорителя этого типа; внешнее магнитное поле имеет

при этом радиальную компоненту. Электрический ракетный двигатель такого типа обычно называют двигателем с азимутальным дрейфом электронов. Именно в нем оптимальным образом реализуется процесс бездиссипативного ускорения ионной компоненты плазмы самосогласованным электрическим полем.

Перейдем к рассмотрению диссипативного режима ускорения. Из формул (1.121) видно, что в этом случае процесс ускорения заканчивается за время $\tau \approx 2\pi/\omega_{ci}$. Соответствующая характерная длина

$$L \approx \frac{2\pi}{\omega_{ci}} \frac{v_{ci}}{2} \approx \pi R_{ci}.$$

Разгон ионов в этом режиме обусловлен электронно-ионным трением ("электронный ветер" вдоль оси ускорителя). Наиболее естественная геометрия системы, в которой оптимальным образом реализуется такой механизм, — коаксиально-торцевой ускоритель (см. рис. 1.4).

Обратившись к обобщенному закону Ома [см. (1.48)], найдем значение эффективного продольного электрического поля, соответствующее силе электронно-ионного трения:

$$E^* = j/\sigma. \quad (1.132)$$

Физический смысл этого выражения состоит в том, что энергия электромагнитного поля передается сначала электронам и лишь затем ионам путем их столкновений с электронами, разгоняемыми вдоль оси системы в сторону от центрального электрода — катода.

Условия, при которых реализуется диссипативный режим ускорения, определим, пользуясь соотношением

$$\beta = \omega_e \tau_e \approx 1$$

и уравнением баланса инерционного члена и магнитного давления

$$\frac{\mu n v_i^2}{2} \approx \frac{M}{e} j_i v_i \approx \frac{B^2}{2\mu}.$$

После соответствующих подстановок получаем для предельной скорости ионов выражение

$$v_a \approx \left(\frac{n}{\mu M} \right)^{1/2} \frac{m < Q_{ei} v_e >}{e}, \quad (1.133)$$

где величина $< Q_{ei} v_e >$ определяется кулоновскими столкновениями электронов с ионами:

$$< Q_{ei} v_e > \approx 2 \cdot 10^{-5} T_e^{-1/3}.$$

Здесь Q_{ei} — эффективное сечение столкновений; T_e — электронная температура, выраженная в эВ.

Приведем пример. Пусть $T_e = 1$ эВ, $M = 7$ (литий), концентрация плазмы 10^{15} см⁻³, плотность тока $1,6 \cdot 10^3$ А/см². Оценка скорости ионов дает в этом случае примерно 10^7 см/с.

Таким образом, диссипативный режим ускорения плазмы существенно отличается от бездиссипативного. Во-первых, предельная скорость ионов больше не ограничивается приложенной разностью потенциалов, а может быть значительно больше, чем это соответствует оценке по формуле (1.127). Поэтому ЭРД, в которых используется такой режим ускорения, могут работать с низковольтными источниками питания.

Обращаясь к формуле (1.78), видим, что для получения энергии ионов, превышающей $e\Phi_0$, необходимо обеспечить значение параметра обмена $M_0 > 1$. В отличие от этого в бездиссипативном режиме ускорения реализуется условие $M_0 \approx 1$. Это вторая отличительная особенность диссипативного режима ускорения по сравнению с бездиссипативным.

Третье различие этих режимов состоит в следующем. Реализация механизма разгона ионов "электронным ветром" требует высоких значений плотности плазмы и плотности разрядного тока. Поэтому ускорители, в которых реализуется диссипативный режим ускорения, называют сильноточными. Однако обеспечить такие условия на практике затруднительно.

1.7. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

Расчет ЭРД в электродинамическом приближении представляет практический интерес при использовании импульсных плазменных ускорителей, электромагнитных ускорителей массы и в некоторых других случаях.

Положим, что рабочее вещество представляет собой твердый недеформируемый проводник, толщина которого значительно меньше длины ускорителя. Этот проводник замыкает зарядный ток, протекающий по электродам рельсовой или коаксиальной геометрии, и ускоряется силой Ампера, создаваемой этим током. Принципиальная схема электродинамического ускорителя для случая рельсовой геометрии показана на рис. 1.10, а эквивалентная электрическая схема одного из вариантов этого ускорителя, в котором в качестве источника энергии используется конденсаторная батарея с емкостью C , — на рис. 1.11.

Уравнение движения в этом приближении принимает форму уравнения Ньютона

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{1}{2} L' I^2, \quad (1.134)$$

где m — ускоряемая масса; L' — погонная индуктивность ускорителя.

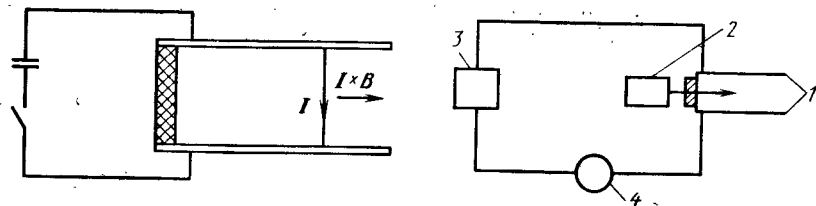


Рис. 1.10. Схема электродинамического ускорителя

Рис. 1.11. Принципиальная схема электропитания электродинамического ускорителя:

1 — электроды; 2 — рабочее тело; 3 — накопитель энергии; 4 — коммутирующее устройство

В случае ускорителя с плоскими электродами

$$L' = \mu \frac{d_1}{d_2},$$

где d_1 — расстояние между плоскими рельсами; d_2 — ширина рельсов.

В случае ускорителя коаксиальной геометрии

$$L' = \mu / 2\pi \ln \frac{r_2}{r_1} = 2 \ln \frac{r_2}{r_1},$$

где r_2 и r_1 — радиусы внешнего и внутреннего электродов соответственно. Индуктивность измеряется в нГн/см.

Уравнения Максвелла заменяются уравнениями Кирхгофа для электромеханической цепи, иными словами, уравнением непрерывности тока и уравнением баланса потенциала:

$$I = -C \frac{dU}{dt}; \quad (1.135)$$

$$U = \frac{d}{d\tau}(LI); \quad (1.136)$$

$$L = L_0 + L'z, \quad (1.137)$$

где L и L_0 — полная и начальная индуктивность ускорителя.

Начальные условия для решения системы уравнений (1.134) — (1.137) следующие: $t = 0$; $z = 0$; $dz/dt = 0$; $u = u_0$; $I = 0$.

Переходя к безразмерным переменным

$$\varphi = \frac{U}{U_0}; \quad y = \frac{L'z}{L_0}; \quad \tau = \omega_0 t = \frac{t}{\sqrt{L_0 C}}, \quad (1.138)$$

где ω_0 — собственная частота электрического контура, запишем уравнения (1.134) — (1.137) в виде

$$\frac{d^2 y}{d\tau^2} = \lambda_1 \left(\frac{d\varphi}{d\tau} \right)^2; \quad (1.139)$$

$$\varphi = \frac{d}{d\tau} \left[(1 + y) \frac{d\varphi}{d\tau} \right], \quad (1.140)$$

где

$$\lambda_1 = \frac{L' C^2 U_0^2}{2m L_0} \quad (1.141)$$

— безразмерный электродинамический параметр, определяющий отношение магнитных и инерционных сил.

Система уравнений (1.139) — (1.140) решается численно с начальными условиями

$$y(0) = 0; \quad \frac{dy}{d\tau} \Big|_{\tau=0} = 0;$$

$$\varphi(0) = 1; \quad \frac{d\varphi}{d\tau} \Big|_{\tau=0} = 0.$$

Из уравнения (1.139) следует, в частности, условие максимального ускорения

$$\lambda_1 = \frac{L' C^2 U_0^2}{2m L_0} \gg 1, \quad (1.142)$$

откуда вытекают очевидные требования к выбору величин L_0 , L' , C и других параметров ускорителя.

Произведя интегрирование выражения (1.134), оценим кинетическую энергию рабочего тела, разогнанного в электродинамическом ускорителе:

$$W_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{1}{2} m \left| \frac{L'}{2m_0} \int I^2(t) dt \right|^2, \quad (1.143)$$

и соответствующую величину магнитной энергии

$$W_m = \frac{LI^2}{2} = \frac{1}{2} (L_0 + L'z) I^2(t). \quad (1.144)$$

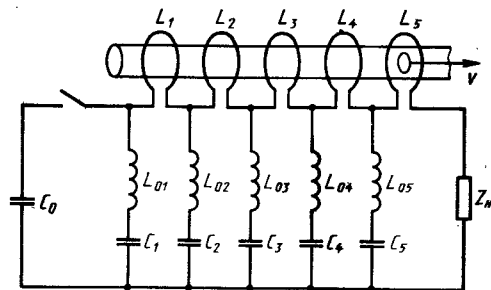


Рис. 1.12. Схема ускорителя бегущей волны:
 Z_H — рекуператор магнитной энергии

Отношение обеих величин позволяет оценить эффективность электродинамического ускорителя.

При разгоне в электродинамическом ускорителе твердого проводника одна из трудностей состоит в обеспечении минимальных потерь энергии в зоне контакта ускоряемого проводника с электродами. Существует одна принципиальная возможность преодоления этой трудности, которая состоит в переходе к индукционной схеме ускорителя. На рис. 1.12 показан один из таких ускорителей — ускоритель бегущей волны.

В этом ускорителе используется переменное магнитное поле, продольная компонента которого индуцирует в проводнике, не имеющем контактов с диэлектрическими стенками цилиндрической формы, азимутальный ток j_φ . При взаимодействии этого тока с радиальной компонентой магнитного поля возникает магнитная сила $j_\varphi B_r$, действующая на проводник вдоль оси системы. Если при этом рельеф магнитного поля (B_z , B_r) перемещается вдоль оси, увлекая за собой проводник, который движется вместе с бегущей магнитной волной подобно акваплану, то ему можно сообщить достаточно большую скорость.

Ускоритель, показанный на рис. 1.12, работает следующим образом. Емкость C_0 , первоначально заряженная до напряжения U_0 , при срабатывании коммутирующего разрядника начинает разряжаться через индуктивность L_0 на конденсатор C_1 , который является первым звеном в линии задержки. Разрядный ток протекает через витки, внутри которых движется проводник, с индуктивностью L_1 . Электромагнитная волна движется вдоль оси с фазовой скоростью v_φ ; такую же скорость приобретает и проводник.

Распространение электромагнитной волны в длинной линии описывается телеграфными уравнениями

$$-\frac{\partial U}{\partial z} = L' \frac{\partial I}{\partial t}; \quad -\frac{\partial I}{\partial z} = C' \frac{\partial U}{\partial t}, \quad (1.145)$$

где L' и C' — погонные индуктивность и емкость.

Решение этих уравнений для гармонической ЭДС на входе в линию имеет вид

$$U(z) = A_1 e^{i\omega(t + \frac{\alpha}{\omega} z)} + A_2 e^{-i\omega(t + \frac{\alpha}{\omega} z)}; \quad (1.146)$$

$$I(z) = \frac{U(z)}{\rho},$$

где ω — частота гармонической ЭДС; $\rho = \sqrt{\frac{L'}{C'}}$ — волновое сопротивление; $\alpha = \omega \sqrt{L'C'}$ — постоянная распространения.

Дифференцируя эти выражения, определяем фазовую скорость

$$v_\varphi = \frac{dz}{dt} = \frac{\omega}{\alpha} = \frac{1}{\sqrt{L'C'}}. \quad (1.147)$$

Ускоритель бегущей волны рассматривается в качестве одной из перспективных схем электродинамического ускорения массы. В принципе в таком ускорителе можно разгонять также и плазменные сгустки. Механизм ускорения ионов носит в этом случае бездиссипативный характер. Однако из-за сложностей системы электропитания и невысокого КПД использования магнитной энергии такой тип плазменного ускорителя не имеет преимуществ по сравнению с плазменными ЭРД других типов.

1.8. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ РАКЕТНЫЕ ДВИГАТЕЛИ И ПЕРСПЕКТИВНЫЕ ДВИГАТЕЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ ДРУГИХ ТИПОВ

Электрические ракетные двигатели представляют собой чрезвычайно гибкие системы, рабочие процессы в которых весьма чувствительны даже к небольшому изменению параметров. В ЭРД различных типов в зависимости от поставленной конкретной задачи могут по-разному сочетаться различные механизмы ускорения рабочего вещества. Поэтому разработчики ЭРД должны иметь ясные представления об эффективных способах организации рабочих процессов и научиться творчески использовать их при решении конкретных задач.

Укажем лишь основные классы ЭРД, рабочие процессы в которых различаются принципиальным образом.

1. Ионные, или электростатические, ЭРД.
2. Двигатели с азимутальным дрейфом электронов.
3. Сильноточные двигатели.

4. Теплообменные электрические ракетные двигатели.

В соответствии с этим делением и построены следующие разделы книги.

Остановимся на анализе вопроса, какое место могут занять двигатели этого типа среди других перспективных ракетных двигателей.

Химический двигатель, работающий на кислородно-водородном топливе, обеспечивает скорость истечения до $4,69 \cdot 10^3$ м/с. Наиболее высокоэнергетическое топливо фтор-водород обладает удельной энергией 12,9 кДж/г, что соответствует скорости истечения $5,41 \cdot 10^3$ м/с.

Еще более высокие скорости истечения можно получить, если использовать в качестве топлива ракетных двигателей свободные радикалы и метастабильное горючее. Например, рекомбинация атомарного водорода в состоянии обеспечить удельную энергию $W = 218$ кДж/г и соответственно скорость $v_k = 2,17 \cdot 10^4$ м/с, распад трехатомного гелия — энергию $W = 478$ кДж/г и скорость $v_k = 3,22 \cdot 10^4$ м/с. Однако чтобы обеспечить получение, хранение и управление реакцией горения этих перспективных топлив, потребуется решить ряд чрезвычайно трудных технических проблем. Например, атомарный водород необходимо хранить в матрице из твердого водорода при температуре 0,2 К в магнитном поле с индукцией 3 Тл [7].

Твердофазные ядерные энергоустановки могут работать при температурах до 2400 — 2500 °С, что при использовании водорода в качестве рабочего вещества обеспечит скорость истечения до $9,2 \cdot 10^4$ м/с. Еще более высокую скорость истечения — до $1,5 \cdot 10^4$ — $6,1 \cdot 10^4$ м/с, можно будет получить, перейдя к ядерным двигателям с газофазной активной зоной.

Следующий крупный шаг в этом направлении будет связан с созданием ракетных двигателей, работающих на реакции термоядерного синтеза ($W = 4,2 \cdot 10^8$ кДж/г, $v_k = 3 \cdot 10^7$ м/с).

Следует заметить, что разработка рассмотренных здесь перспективных ракетных двигателей потребует намного больших усилий, чем это было в случае ЭРД. Электрические ракетные двигатели могут работать в составе бортовых энергодвигательных установок, использующих солнечные батареи или ядерные реакторы. Солнечные или ядерные двигательные установки с ЭРД имеют удельную массу 10 — 50 кг/кВт и обеспечивают скорости истечения в весьма широком диапазоне значений (10^3 — 10^5 м/с) при достаточно высоком КПД. Весьма широк также диапазон значений тяги, которой могут обладать ЭРД. Все это обеспечивает такому типу двигателей особое место среди всех перспективных ракетных двигателей. Есть поэтому основания ожидать, что в течение ближайших 10 — 20 лет ЭРД будут широко использоваться при решении различных задач, направленных на индустриальное освоение околоземного космического пространства.

Таблица 1.1

Характеристики Тип двигателя	N , МВт	M , кг	F , кН	$I_{уд}$, с
Химический, F_2-H_2	10	200	4,5	460
Ядерный твердофазный	72	$2,6 \cdot 10^3$	73	860
Ядерный газофазный	$4 \cdot 10^3$	$5,7 \cdot 10^4$	450	2000
Термоядерный	$3 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^5$	10^3	10^4
ЭРД	0,05—0,4	$1,5 \cdot 10^3$ — $2 \cdot 10^4$	10^{-3} — 10^{-2}	$6 \cdot 10^3$

В табл. 1.1 для сравнения приведены типичные рабочие характеристики некоторых образцов перспективных ракетных двигателей [7].

Большие успехи, достигнутые в разработке современных высокоэффективных и экономичных ЭРД разных классов, стали возможными благодаря интенсивным исследованиям, проектным разработкам и натурным испытаниям, которые активно проводились в течение 25 — 30 лет в СССР и за рубежом. Следует особо выделить исследования, выполненные при участии и под руководством А.М. Андрианова, Н.В. Белана, В.И. Гаркуши, В.С. Ерофеева, А.В. Жаринова, В.М. Иевлева, А.В. Квасникова, Н.П. Козлова, Л.А. Латышева, Е.А. Ляпина, А.И. Морозова, П.М. Морозова, И.Н. Острцова, А.А. Поротникова, В.В. Савичева, Д.Д. Севрука, Р.К. Снарского, Н.А. Хижняка, В.А. Храброва.

Глава 2. ИОННЫЕ ДВИГАТЕЛИ

2.1. ИОННЫЙ ДВИГАТЕЛЬ И ЕГО ОСНОВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ

Ионные двигатели составляют один из основных классов электростатических двигателей. Как уже отмечалось, принципиальной особенностью электростатических двигателей по сравнению с магнитоплазменными является то, что в электростатических двигателях разгон тяжелых одноименно заряженных частиц осуществляется в продольном постоянном электрическом поле, создаваемом внешними источниками, в условиях воздействия пространственного заряда ускоряемых частиц. Поэтому в электростатических двигателях возможная плотность тока ограничена, ее предельное значение определяется известным законом Ленгмюра—Богуславского (законом "трех вторых"):

$$j_i = \frac{4}{9} \epsilon_0 \left(\frac{2e}{M} \right)^{1/2} U^{3/2} L^{-2}. \quad (2.1)$$

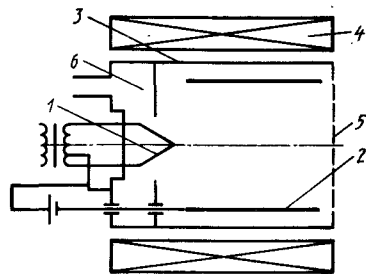
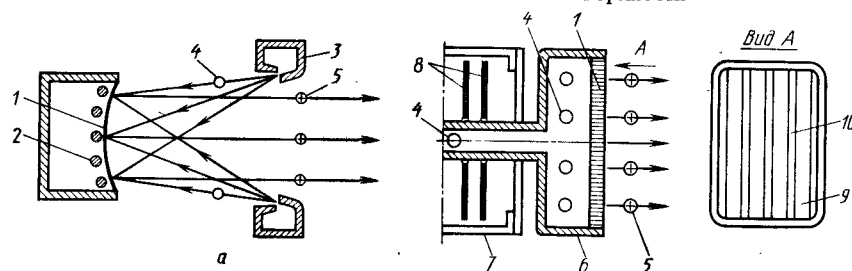


Рис. 2.1. Схема газоразрядного источника ионов:

1 — катод; 2 — анод; 3 — разрядная камера; 4 — катушка электромагнита; 5 — формирующий электрод; 6 — подача рабочего вещества

Рис. 2.2. Схема контактного ионного источника:

а — со сплошным ионизатором; б — с пористым ионизатором; 1 — ионизатор; 2 — нагреватель; 3 — источник нейтральных атомов; 4 — атом; 5 — ион; 6 — корпус ионизатора; 7 — тепловой экран; 8 — нагреватель; 9 — пористый участок поверхности; 10 — непористый участок поверхности



Здесь j_i — плотность тока, A/m^2 ; $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ — диэлектрическая постоянная, F/m ; e и M — заряд и масса частиц; $Kл$ и $кг$; U — ускоряющая разность потенциалов, B ; L — длина ускоряющего промежутка (расстояние между анодом и катодом), m .

Заряженными частицами в электростатических двигателях могут быть положительные и отрицательные атомарные и молекулярные ионы, коллоидные частицы, жидкие капли расплавленных металлов и даже твердые пылинки.

Наибольшего развития достигли электростатические двигатели на атомарных ионах — ионные двигатели, рассматриваемые в настоящей главе.

Основными элементами ионного двигателя являются ионный источник, ускоряющая система и нейтрализатор ионного пучка.

В ионных двигателях применяются газоразрядные и контактные ионные источники.

В газоразрядных источниках (рис. 2.1) ионизация атомов рабочего вещества происходит в газовом разряде в результате электронных ударов. Разрядная камера источника заполняется плазмой. Через эмиссионное отверстие в передней стенке разрядной камеры часть образовавшихся ионов поступает в ускоряющую систему.

В контактных ионных источниках (рис. 2.2) ионы образуются за счет поверхностной ионизации при контакте атомов рабочего вещества с нагретой поверхностью.

Наиболее простым является ионный источник со сплошным ионизатором (рис. 2.2, а), в котором атомы рабочего вещества подаются к нагретой поверхности со стороны ускоряющей системы, навстречу потоку ускоренных ионов, что ограничивает возможности формирования и фокусировки ионных пучков. Поэтому ионные источники со сплошным ионизатором в ионных двигателях не применяются. Для ионных двигателей наиболее приемлемы контактные ионные источники с пористым ионизатором (рис. 2.2, б), в которых атомы рабочего вещества поступают в ионизатор с тыльной стороны и диффундируют через поры к поверхности, обращенной к ускоряющей системе.

Встречные потоки частиц в этом случае отсутствуют, все стадии преобразования атомов в ускоренные ионы протекают последовательно, по ходу течения рабочего вещества, что создает наилучшие условия для генерации и ускорения ионных пучков.

Ускоряющая система ионных двигателей обеспечивает формирование ускоренных ионных пучков, то есть их электростатическую фокусировку и разгон до требуемых скоростей. Такая ускоряющая система называется ионно-оптической.

На рис. 2.3, а изображена ионно-оптическая система экспериментального ионного двигателя с газоразрядным источником. Она состоит из трех электродов: формирующего, ускоряющего и замедляющего, каждый из которых выполнен в виде сетки из металлических прутков, закрепленных своими концами в кварцевых державках. Ускоряющая система непосредственно крепится к ионному источнику, так что формирующий электрод является его передней стенкой и находится под катодным потенциалом источника. Распределение потенциала в ионно-оптической системе схематически изображено на рис. 2.3, б. Ионный источник и формирующий электрод поддерживаются под высоким положительным потенциалом относительно замедляющего электрода, потенциал которого $\varphi = 0$. На ускоряющий электрод подается отрицательный потенциал относительно электрода 3. В результате ионный пучок в пространстве между электродами 1 и 2 ускоряется, а в пространстве между электродами 2 и 3 замедляется. Такая система ускорение — замедление позволяет наилучшим образом обеспечить возможно большую плотность ионного тока при заданной скорости истечения ионов. В трехэлектродной системе плотность ионного тока определяется разностью потенциалов между формирующим и ускоряющим электродами ($\Phi_1 + \Phi_2$), а скорость истечения ионов — разностью потенциалов между формирующим и замедляющим электродами ($\Phi_1 - \Phi_3 = \Phi_1$, так как $\Phi_3 = 0$).

Трехэлектродная ионно-оптическая система ионного двигателя с цилиндрическим источником ионов обычно выполняется в виде слегка выгнутых пластин с гексагональными рядами круглых отверстий.

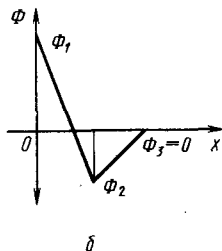
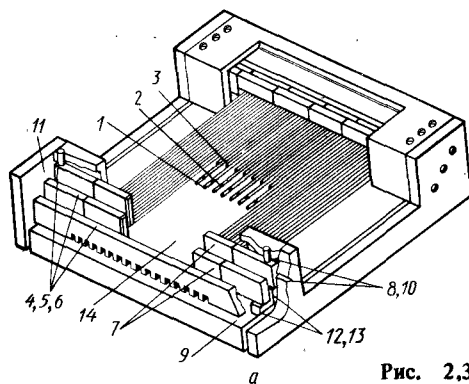


Рис. 2.3. Ионно-оптическая система экспериментального ионного двигателя с газоразрядным источником:

1 — формирующий электрод; 2 — ускоряющий электрод; 3 — замедляющий электрод; 4, 5, 6 — кварцевые державки; 7 — металлические обоймы; 8, 10 — винты; 9 — передняя крышка разрядной камеры; 11 — юстировочная плита; 12, 13 — вкладыши, обеспечивающие зазор между электродами

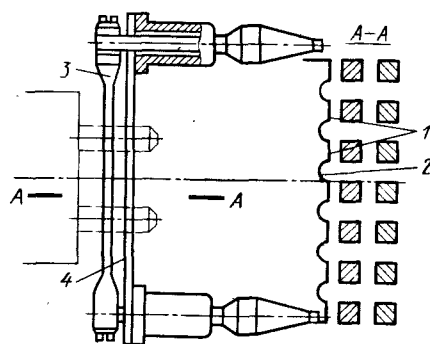


Рис. 2.4. Ионно-оптическая система экспериментального ионного двигателя с контактным источником:

1 — участок ионизатора без пор; 2 — пористая цилиндрическая канавка; 3 — ускоряющий электрод; 4 — замедляющий электрод

В ионных двигателях с пористыми контактными источниками формирующим электродом является нагретый пористый ионизатор (рис. 2.4). Его внешняя поверхность обычно образуется чередованием плоских участков, лишенных пор, и пористых цилиндрических канавок. Ускоряющий и замедляющий электроды располагаются против плоских участков, лишенных пор.

Из ускоряющей системы ионного двигателя в окружающее пространство истекают интенсивные пучки ускоренных ионов. В условиях космического пространства (глубокий вакуум, отсутствие внешних электрических полей) непрерывное истечение ионов невозможно без компенсации ионного тока равным ему электронным током. Такая компенсация необходима для сохранения электрического потенциала космического аппарата близким к потенциалу окружающего пространства. Если ионный ток превосходит электронный, то потенциал космического аппарата быстро нарастает. Рассмотрим, например, космический аппарат, представляющий собой шар радиусом 1 м, электрической ем-

костью около 10^{-10} Ф. Пусть ионный ток, истекающий в окружающее пространство, превышает электронный всего лишь на 0,001 А. Нетрудно подсчитать, что уже через 0,01 с космический аппарат зарядится отрицательным потенциалом 10^5 В относительно окружающего пространства. Возникающее при этом тормозящее ионы электрическое поле вызовет их обратное движение к аппарату.

Однако для нормальной работы ионных двигателей одной только токовой компенсации недостаточно. Необходимо, чтобы электроны вводились в истекающие ионные пучки на выходе из ионно-оптической системы и компенсировали их пространственный заряд. В пучке с пространственным зарядом, распространяющимся в вакууме при отсутствии внешних полей, возникают локальные электрические поля, приводящие к замедлению ионов и образованию областей с анодным потенциалом (виртуальных анодов), нарушающих истечение ионов в окружающее пространство.

Для компенсации тока и пространственного заряда истекающих ионов служат источники электронов — нейтрализаторы. Наиболее эффективными являются плазменные нейтрализаторы и нейтрализаторы на основе полого катода, размещаемые на выходе из ионно-оптической системы.

2.2. ОСНОВНЫЕ ТРЕБОВАНИЯ К ИОННЫМ ИСТОЧНИКАМ ДЛЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ И ПОКАЗАТЕЛИ ИХ ЭФФЕКТИВНОСТИ

Ионные источники для электрических ракетных двигателей должны удовлетворять комплексу требований, обусловленных сложными условиями длительного космического полета. Наиболее важное значение приобретают в этом случае энергетическая эффективность источника, полнота использования массы рабочего вещества, конструктивный ресурс и надежность. Ионный источник должен выдерживать линейные и вибрационные перегрузки при выведении на орбиту, быть работоспособным в условиях космического вакуума и воздействия метеоритов и излучений.

Показателем энергетической эффективности ионного источника является энергетическая цена иона c_i в пучке (или ускоренного иона), которая представляет собой отношение мощности N , потребляемой ионным источником, к количеству ионов n_i , поступающих в ускоряющую систему за единицу времени, т.е.

$$c_i = N/n_i \quad (2.2)$$

При определении энергетической цены иона секундный расход

ионов n_i принято выражать в токовых единицах — амперах. Если в ионном источнике образуются только однозарядные ионы, то

$$I_i = 1,6 \cdot 10^{-19} \dot{n}_i, \quad (2.3)$$

где $1,6 \cdot 10^{-19}$ — электрический заряд иона, Кл.

Подставляя (2.2) в (2.1), получаем

$$c_i = 1,6 \cdot 10^{-19} \frac{N}{I_i}.$$

В международной системе единиц c_i измеряется в джоулях. Однако эта единица является слишком крупной. Более удобно измерять c_i в электрон-вольтах. Так как $1 \text{ ЭВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$, то формула для определения c_i приобретает вид

$$c_i = \frac{N}{I_i}. \quad (2.4)$$

Здесь N измеряется в Вт, а I_i в А.

Чем меньше цена иона, тем выше энергетическая эффективность ионного источника.

Энергетическая цена ионов в пучке является одной из основных величин, определяющих энергетический КПД ионного двигателя. Энергия, затрачиваемая на ускорение иона в электростатической ускоряющей системе, равна eU (U — ускоряющая разность потенциалов). Следовательно, соотношение для энергетического КПД ионного двигателя $\eta_{\text{ЭН}}$ имеет вид

$$\eta_{\text{ЭН}} = \frac{eU}{c_i + eU} = \frac{1}{1 + \frac{c_i}{eU}}. \quad (2.5)$$

Чем больше энергетическая цена ионов в пучке c_i , тем меньше при данном значении eU энергетический КПД ионного двигателя. Так, при $c_i/eU = 0,01$ $\eta_{\text{ЭН}} = 0,99$, при $c_i/eU = 0,1$ $\eta_{\text{ЭН}} = 0,9$, а при $c_i/eU = 1,0$ $\eta_{\text{ЭН}} = 0,5$.

Другим важным показателем эффективности ионного источника является коэффициент использования массы, равный отношению массового расхода ионов из источника в ускоряющую систему \dot{m}_i к полному массовому расходу рабочего вещества через источник \dot{m} :

$$\eta_m = \dot{m}_i / \dot{m}. \quad (2.6)$$

Доля рабочего вещества, равная $1 - \eta_m$, поступает в ионно-оптическую систему в виде нейтральных атомов с тепловыми скоростями по-

рядка 10^3 м/с. Истечение нейтральных атомов не только приводит к малоэффективному использованию рабочего вещества и снижению экономичности двигателя, но и является основной причиной разрушения ускоряющего электрода ионно-оптической системы при длительной работе двигателя. Кроме того, нейтральные атомы могут конденсироваться и накапливаться на элементах ионного источника и электродах ионно-оптической системы, вызывая при этом паразитные токи и электрические пробой. Поэтому при создании ионных источников стремятся получить возможно более высокие значения коэффициента использования массы. В лучших ионных источниках для ЭРД $\eta_m = 0,9 \dots 0,95$. Если полный расход рабочего вещества выразить в токовых единицах (А), то КПД η_m можно определить по формуле

$$\eta_m = I_i / I_{\text{п}}, \quad (2.7)$$

где I_i и $I_{\text{п}}$ — соответственно ионный и полный токи пучка.

2.3. КОНТАКТНЫЕ ИОННЫЕ ИСТОЧНИКИ

Как уже говорилось, в контактных ионных источниках образование ионов происходит в результате поверхностной ионизации. В ионных электрических ракетных двигателях применяются контактные ионные источники с пористым ионизатором. Пористые ионизаторы изготавливаются различными способами, например, тонкие каналы-поры могут быть пробиты лазерным или электрическим лучом. В качестве ионизатора может быть использована многослойная сетка, сложенная из тонких металлических нитей, а также совокупность параллельно расположенных проволочек. Однако наибольшее распространение получили пористые ионизаторы, изготовленные из мелкозернистого порошка тугоплавких металлов прессованием и последующим спеканием.

Начиная с 60-х годов проводятся теоретические и экспериментальные исследования поверхностной ионизации в пористых средах, разрабатываются модели процессов в порах с целью обоснования методов расчета и выбора оптимальных структур пористых ионизаторов. Теория пористых ионизаторов строится как непосредственное продолжение и развитие основных представлений о поверхностной ионизации на гладких поверхностях.

Количественной характеристикой поверхностной ионизации в контактных ионных источниках является коэффициент поверхностной ионизации β , представляющий собой отношение числа ионов \dot{n}_i , испаряющихся с единицы поверхности в единицу времени, к числу атомов \dot{n} , поступающих на единицу поверхности за то же время:

$$\beta = \dot{n}_i / \dot{n}. \quad (2.8)$$

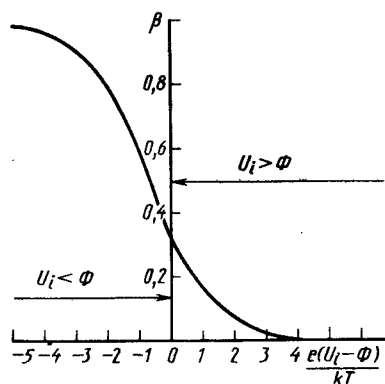


Рис. 2.5. Зависимость β от $e(U_i - \Phi)/kT$

Величина коэффициента поверхностной ионизации в условиях, когда внешнее электрическое поле отсутствует, определяется известным уравнением Саха—Лэнгмюра, вывод которого здесь не приводится:

$$\beta = \left[1 + \frac{g_a}{g_i} \exp \frac{e(U_i - \Phi)}{kT} \right]^{-1}. \quad (2.9)$$

Здесь g_a и g_i — статистические веса атома и иона; e — заряд электрона; U_i — потенциал ионизации рабочего вещества; Φ — потенциал выхода электрона; k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура поверхности.

Из формулы (2.9) следует, что эффективность поверхностной ионизации определяется знаком и абсолютной величиной разности между потенциалом ионизации атомов U_i и потенциалом выхода электрона Φ (рис. 2.5). Если потенциал ионизации U_i меньше потенциала выхода Φ , а абсолютная разность $|U_i - \Phi|$ превосходит более чем в три раза величину kT/e , т.е. $|U_i - \Phi| \geq \frac{3kT}{e}$, то коэффициент поверхностной ионизации принимает значения, близкие к единице (> 0.9). Это означает, что практически все поступающие к ионизатору атомы десорбируются с поверхности в виде ионов. Если потенциал ионизации U_i больше потенциала выхода Φ , то поверхностная ионизация малоэффективна.

Это основное свойство поверхностной ионизации позволяет выбрать оптимальное сочетание: материал ионизатора — рабочее вещество.

Очевидно, ионизаторы контактных источников целесообразно изготавливать из металлов, имеющих возможно больший потенциал выхода электрона и обладающих способностью длительно работать в условиях вакуума при температурах до 1200 — 1500 К. Такими свойствами обладают тугоплавкие металлы, например, вольфрам, молибден, тантал, рений. Наиболее известны ионизаторы из вольфрама ($\Phi = 4,54$ В) и молибдена ($\Phi = 4,2$ В). Большими значениями потенциала выхода электрона обладают рений (4,9 В) и платина (5,4 В).

В качестве рабочего вещества в ионных двигателях обычно используются однозарядные ионы, и U_i представляет собой первый ионизационный потенциал. Известно, что наименьшими первыми ионизационными потенциалами обладают щелочные металлы: цезий (3,89 В), рубидий (4,18 В), калий (4,34 В), натрий (5,14 В), литий (5,39 В). Наиболее

подходящим рабочим веществом для ионных двигателей с контактным источником является цезий, который обладает наименьшим потенциалом ионизации и наибольшим атомным весом среди щелочных металлов, что позволяет достигнуть больших значений коэффициента ионизации и плотности тяги двигателя.

Для адсорбированного атома щелочного металла характерны три квантовых состояния: ионное и два атомных, соответствующих двум противоположным ориентациям спина валентного электрона. Отношение статистических весов атомного и ионного состояний адсорбированного атома щелочных металлов равно двум, и уравнение Саха—Лэнгмюра для коэффициента поверхностной ионизации принимает вид

$$\beta = \left[1 + 2 \exp \frac{e(U_i - \Phi)}{kT} \right]^{-1}. \quad (2.10)$$

При выборе пары материал ионизатора — рабочее вещество необходимо, конечно, учитывать и другие важные факторы, такие как совместимость (отсутствие химического взаимодействия во всем температурном диапазоне работы источника), стойкость в процессе длительной эксплуатации в космических условиях, технологичность, возможность получения достаточно больших ионных токов и др.

Эффективность поверхностной ионизации определяется не только разностью между потенциалом ионизации атомов и работой выхода электрона, но и температурой поверхности. Зависимость коэффициента поверхностной ионизации от температуры поверхности носит своеобразный характер. Особенностью поверхностной ионизации является существование узкого интервала температур, в котором коэффициент поверхностной ионизации скачкообразно возрастает от малых значений до значений, близких к единице, и далее с повышением температуры изменяется незначительно.

Поверхностная ионизация является "пороговым" процессом. Температура, при которой наблюдается резкое возрастание коэффициента поверхностной ионизации, называется пороговой температурой. Здесь подробно не рассматриваются процессы, объясняющие эту особенность поверхностной ионизации. Отметим только, что она связана с нелинейным характером температурной зависимости покрытия поверхности атомами рабочего вещества и с зависимостью от покрытия потенциала выхода электрона.

Характеристикой покрытия поверхности атомами является степень покрытия θ , представляющая собой отношение поверхностной плотности адсорбированных атомов (адатомов) S к поверхностной плотности S_0 , соответствующей образованию плотного монокристаллического покрытия. В случае, например, адсорбции цезия на вольфраме S_0 составляет $3,6 \cdot 10^{14}$ адатомов на 1 см^2 .

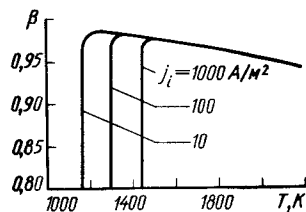


Рис. 2.6. Зависимость β от T при разных значениях плотности ионного тока j_i

При малых значениях степени покрытия ($\theta \leq 0,3$) зависимость потенциала Φ от θ можно аппроксимировать линейной функцией. Для ионизации цезия на вольфраме

$$\Phi = 4,54 - 7 \cdot \theta. \quad (2.11)$$

Сравнивая работу выхода вольфрама при разных значениях степени покрытия с потенциалом ионизации цезия, находим, что уже при $\theta = 0,09$ $U_i - \Phi = 0$ и $\beta \approx 0,3$, что недопустимо для ионных источников электроракетных двигателей. Последние должны работать при степени покрытия порядка 0,01.

Пороговая температура поверхностной ионизации зависит от плотности потока атомов к ионизирующей поверхности, поскольку при данной температуре поверхности поток атомов определяет степень покрытия. Для ионизации цезия на вольфраме соотношение между пороговой температурой и плотностью потока атомов имеет вид

$$T_0 = \frac{14100}{12,78 - \lg j_i}, \quad (2.12)$$

где T_0 — пороговая температура, К; $j_i = 1,6 \cdot 10^{-19} \dot{n}$ — плотность потока атомов к поверхности ионизатора, измеряется в А/м^2 , а \dot{n} — в $1/\text{м}^2 \cdot \text{с}$.

На рис. 2.6 изображена зависимость β от T при разных значениях j_i . С возрастанием j_i от 10 до 1000 А/м^2 пороговая температура T повышается от 1200 до 1430 К.

Уравнение Саха—Ленгмюра получено в предположении, что у ионизирующей поверхности отсутствует внешнее электрическое поле. При приложении внешнего электрического поля, ускоряющего положительные ионы, сила притяжения иона к металлу уменьшается на $eE/4\pi\epsilon_0$ (E — напряженность внешнего электрического поля). Так как ион удерживается на металлической поверхности силой электрического изображения, то уменьшение работы, совершаемой при удалении иона от поверхности на бесконечность, в условиях внешнего электрического поля выражается формулой, аналогичной формуле Шоттки для термоэлектронной эмиссии:

$$\Delta A_i = \frac{e\sqrt{eE}}{2\sqrt{\pi\epsilon_0}}.$$

Таким образом, коэффициент поверхностной ионизации при наличии внешнего электрического поля определяется по формуле

$$\beta = \left[1 + \frac{g_a}{g_i} \exp \frac{e}{kT} (U_i - \Phi - \frac{\sqrt{eE}}{2\sqrt{\pi\epsilon_0}}) \right]^{-1}. \quad (2.13)$$

Это уравнение называется уравнением Саха—Ленгмюра с поправкой Шоттки.

При $U_i < \Phi$ и $|U_i - \Phi| > kT/e$ — внешнее электрическое поле практически не вызывает изменения β , но, как показывают эксперименты, снижает пороговую температуру поверхностной ионизации, которая оказывается пропорциональной $1/\sqrt{E}$.

Когда $U_i > \Phi$ и $|U_i - \Phi| \gg kT/e$, действие электрического поля приводит к увеличению β . При $E = 10^6 \dots 10^9 \text{ В/м}$ коэффициент β изменяется согласно формуле (2.13). Смещение пороговой температуры не наблюдается даже в сильных электрических полях (10^9 В/м). Это объясняется тем, что в рассматриваемом случае коэффициент поверхностной ионизации мал, а атомы испаряются с поверхности почти полностью в виде нейтральных атомов, и электрическое поле не изменяет их равновесную концентрацию (степень покрытия) на поверхности.

Приложение внешнего электрического поля, тормозящего ионы, приводит к снижению коэффициента поверхностной ионизации β за счет образования у поверхности разности потенциалов ΔU , которая должна быть преодолена испаряющимися ионами. При этом

$$\beta = \frac{\exp \left(- \frac{e\Delta U}{kT} \right)}{1 + \frac{g_a}{g_i} \exp \frac{e}{kT} (U_i - \Phi)}. \quad (2.14)$$

Отмеченные выше свойства поверхностной ионизации на гладких поверхностях являются основой при анализе процессов в пористых ионизаторах.

Как уже отмечалось, наибольшее распространение получили пористые ионизаторы, изготовленные из порошков тугоплавких металлов. Так, по одному из вариантов технологического процесса, вольфрамовый порошок с размером частиц в несколько микрон засыпается в пресс-форму и подвергается холодному прессованию при давлении $(1 - 3) \cdot 10^4 \text{ Н/см}^2$. Полученную заготовку спекают при температуре около 2000°C в течение нескольких часов.

Поры таких ионизаторов представляют собой переплетенные извилистые каналы с переменным поперечным сечением сложной формы. При теоретическом анализе процессов в пористом ионизаторе рассмат-

ривается упрощенная модель его пористой структуры. Предполагается, что поры имеют форму длинных цилиндрических каналов (капилляров) постоянного сечения. В работе [23] рассматриваются поры в виде аксиально-симметричных каналов с плавно изменяющимся радиусом.

Для описания пористой структуры контактных ионных источников обычно используются следующие параметры: средний диаметр пор, плотность распределения пор по диаметрам, среднее расстояние между краями пор (или среднее число пор, приходящееся на единицу площади) и открытая пористость (отношение суммарной площади пор на внешней поверхности ионизатора к полной площади ионизатора). Эти параметры определяются при изучении пористой структуры с помощью окулярного микроскопа.

На рис. 2.7 приведены типичные экспериментальные зависимости плотности ионного тока от температуры для пористых ионизаторов (материал ионизатора — вольфрам, рабочее вещество — цезий) при различных значениях расхода рабочего вещества. Там же представлена зависимость $j_i(T)$ для сплошного ионизатора. Из рисунка следует, что для пористых ионизаторов зависимость плотности ионного тока от температуры ионизатора имеет тот же вид, что и для сплошных ионизаторов. Однако пороговые температуры для пористых ионизаторов на

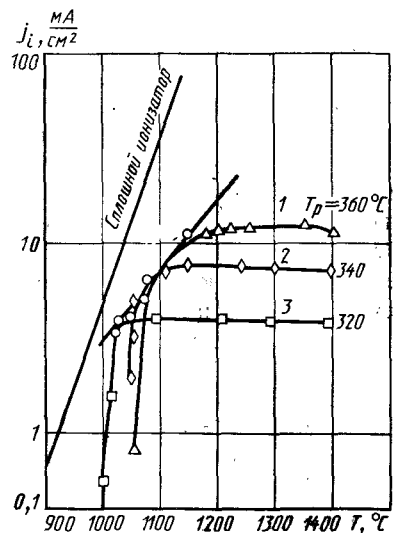


Рис. 2.7. Зависимость j_i от T для пористого ионизатора при различных значениях расхода цезия:
 T_p — температура пара рабочего вещества

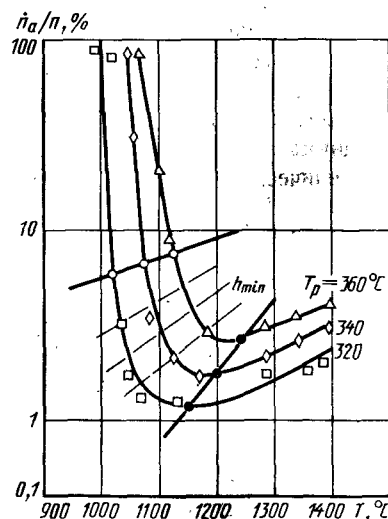


Рис. 2.8. Зависимость относительного потока атомов n_a/n от температуры пористого ионизатора T

50 — 100 градусов выше, чем для сплошных ионизаторов. Кроме того, пороговые характеристики $j_i(T)$ для пористых ионизаторов, как правило, менее крутые, чем для сплошных.

На рис. 2.8 представлены экспериментальные зависимости относительного потока атомов n_a/n ($\dot{n} = \dot{n}_a + \dot{n}_i$ — суммарный поток атомов и ионов) от температуры ионизатора T при тех же значениях расхода цезия, что и на рис. 2.7. Из рисунка следует, что доля атомов в общем потоке частиц из пористого ионизатора резко уменьшается при температурах выше 1050 °C и в области оптимальных температур составляет 1 — 4 %. Отметим, что с ростом расхода пара рабочего вещества через нейтрализатор доля нейтральных атомов возрастает.

По данным, приведенным на рис. 2.7 и 2.8, нетрудно определить коэффициент ионизации для каждого значения температуры ионизатора и расхода рабочего вещества:

$$\beta = \frac{j_i}{en_a + j_i}$$

Экспериментальные кривые $j_i(T)$ и $\dot{n}_a(T)$, построенные для нескольких значений расхода цезия, являются основными характеристиками пористых ионизаторов. Они позволяют выбрать оптимальный рабочий режим контактных ионных источников и определить их характеристики.

Результаты экспериментальных исследований пористых ионизаторов показали, что наилучшими показателями обладают образцы, изготовленные из вольфрамового порошка с небольшим разбросом диаметров сферических зерен. Плотность ионного тока, генерируемого такими источниками, может достигать 50 — 100 мА/см².

Физическая картина процессов в пористых ионизаторах весьма сложна, и существующие теоретические представления не позволяют описать ее в целом. Отдельные фрагменты теории пористых ионизаторов рассматриваются в ряде работ, например [25]. Объем книги не позволяет останавливаться на изложении современных теоретических представлений. Да и контактные ионные источники в последние годы не находят практического применения в работах по электроракетным двигателям. Наибольшее внимание уделяется сейчас газоразрядным ионным источникам.

2.4. ИОННЫЙ ИСТОЧНИК НА ОСНОВЕ РАЗРЯДА С ОСЦИЛЛИРУЮЩИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

К началу интенсивных исследований в области ЭРД (шестидесятые годы нашего века) были разработаны газоразрядные ионные источники для наземных физических и технологических установок: ускорители

телей заряженных частиц, масс-спектрометров, установок для разделения изотопов, протонных микроскопов и других устройств. Среди них наиболее высокими показателями обладали дуоплазматроны и источник на основе прямой дуги. Естественно, прежде всего были рассмотрены возможности применения этих источников в ЭРД.

Устройство дуоплазматрона схематически показано на рис. 2.9. Между катодом 1 и анодом 2 зажигается низковольтный дуговой разряд, на пути которого расположен вспомогательный электрод 3 с отверстием небольшого диаметра (капилляром), находящийся под промежуточным потенциалом. Электроды 2 и 3 являются одновременно полюсами магнита, и в зазоре между ними создается сильное магнитное поле бочкообразной конфигурации. Совместное механическое и магнитное сжатие дуги приводит к ее концентрации в малом объеме, где происходит интенсивная ионизация рабочего вещества, подаваемого через вспомогательный электрод, и образуется плотная плазма. Для дуоплазматрона характерны высокие плотности ионного тока (до 100 А/см² в плоскости анодного отверстия) при сравнительно небольших полных токах (до 250 мА). Коэффициент использования рабочего вещества при этом может достигать 0,95.

Непосредственное использование дуоплазматрона и ЭРД не представляется возможным, так как плотность создаваемого им ионного тока на два-три порядка выше той, которая в соответствии с законом Ленгмюра-Богуславского может быть реализована в ионно-оптической системе ЭРД, где ускоряющее напряжение составляет обычно не более 10⁴ – 10⁵ В, исходя из условия получения оптимальной скорости истечения рабочего вещества 50 – 100 км/с.

Если же для устранения указанного несоответствия плотность ионного тока в дуоплазматроне уменьшить на один-два порядка, то это при-

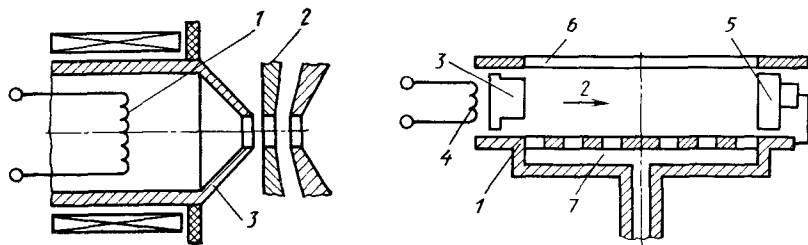


Рис. 2.9. Дуоплазматрон:
1 – катод; 2 – анод; 3 – вспомогательный электрод

Рис. 2.10. Ионный источник на основе прямой дуги:
1 – разрядная камера; 2 – направление магнитного поля; 3 – термокатод; 4 – проволочный катод (нагреватель); 5 – анод; 6 – щель для извлечения ионов; 7 – газораспределитель

ведет к существенному снижению его энергетической эффективности и коэффициента использования рабочего вещества. Недостатки дуоплазматрона в случае применения в ЭРД – также малая относительная площадь ионного пучка (сечение ионного пучка, отнесенное к поперечному сечению дуоплазматрона) и наличие магнитопровода, нагреваемого дуговым разрядом.

В ионном источнике на основе прямой дуги (рис. 2.10) рабочее вещество ионизируется в цилиндрической разрядной камере 1, помещенной в продольное магнитное поле напряженностью в несколько килоэрстед (направление поля указано стрелкой 2). В торцах разрядной камеры размещаются термокатод 3 и анод 5. Термокатод в виде параллелепипеда или цилиндра (обычно из вольфрама) нагревается электронами, эмитируемыми проволочным катодом 4. Стенки разрядной камеры поддерживаются, как правило, под потенциалом анода. В передней стенке камеры имеется несколько щелей 6 для извлечения ионов, а с диаметрально противоположной стороны располагается газораспределитель 7, через который рабочий газ подается в камеру.

Электрический разряд в источнике представляет собой так называемую прямую дугу. Электроны, эмитируемые катодом и ускоренные в катодном слое разряда, замагничены ($\omega_e \tau_e \gg 1$) и движутся вдоль разрядной камеры, проходя в среднем путь порядка ее длины, после чего попадают на анод. Эти первичные электроны в основном и ионизируют атомы рабочего вещества. Образующиеся ионы при использовании в источнике магнитных полях оказываются незамагнитченными ($\omega_i \tau_i \leq 1$) и свободно уходят на стенки разрядной камеры.

Рассматриваемый ионный источник по своим геометрическим параметрам и по плотности генерируемого ионного тока удовлетворяет требованиям ЭРД. Однако его недостатком в случае применения в ЭРД является низкая энергетическая эффективность.

Оценим энергетическую цену ускоренного иона c_i в ионном источнике на основе прямой дуги. Положим, что ионизацию производят только первичные электроны и что образующиеся ионы распределяются изотропно. При этом ионный ток, генерируемый I_i источником, определяется по формуле

$$I_i = I_{e0} \frac{S_0}{S_n} [1 + \exp(-n_a Q_i L)], \quad (2.15)$$

где I_{e0} – ток первичных электронов; S_0 – площадь эмиссионных отверстий; n_a – средняя плотность атомов в разрядной камере; Q_i – сечение ионизации; L – длина разрядной камеры; S_n – полная площадь боковой поверхности источника.

Энергетическая цена ускоренного иона

$$c_i = \frac{I_p \Phi_{ав}}{I_i}. \quad (2.16)$$

Разрядный ток в прямой дуге можно принять равным току первичных электронов ($I_p \approx I_{e0}$). Тогда

$$c_i = \frac{\Phi_a}{1 - \exp(-n_a Q_i L)} \frac{S_{\Pi}}{S_0} \quad (2.17)$$

Для ионного источника на основе прямой дуги характерны следующие средние величины, входящие в формулу (2.17) $\Phi_{ан} = 30$ В; $n_a = 5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $Q_i = 2 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2$, $L = 0,1 \text{ м}$, $S_{\Pi}/S_0 = 10$. Находим

$$c_i = \frac{30 \cdot 10}{1 - \exp(-5 \cdot 10^{19} \cdot 2 \cdot 10^{-20} \cdot 0,1)} = 2000 \text{ эВ.}$$

Это значение почти на порядок больше, чем требуемое для ЭРД. Низкая энергетическая эффективность ионного источника на основе прямой дуги объясняется тем, что в этом источнике сталкивается с атомами и совершает ионизацию лишь сравнительно небольшая доля первичных электронов. Так, при указанных выше значениях длина свободного

пробега первичных электронов $\lambda_{ie} = \frac{1}{n_a Q_i}$ равна одному метру и на порядок превышает расстояние между анодом и катодом. В результате только около 14 % первичных электронов совершает ионизацию.

Другим недостатком рассматриваемого ионного источника, как элемента ЭРД, является применение в нем магнитного поля килоэрстедного диапазона, что усложняет конструкцию и эксплуатацию двигателя.

Таким образом, проведенный анализ показал, что разработанные к началу 60-х годов ионные источники наземных установок не могли быть непосредственно использованы в ЭРД. Однако некоторые физические принципы и технические решения, реализованные в наземных источниках, целесообразно было использовать и в ЭРД.

Газоразрядные ионные источники для ЭРД должны иметь возможно более низкую энергетическую цену иона в пучке, создавая ионный ток, плотность которого соответствует пропускной способности ионно-оптической системы при заданной скорости истечения ионов. Чтобы получить низкую цену иона, целесообразно применять газоразрядные системы, в которых длина свободного пробега первичных электронов до их столкновения с атомами или попадания на анод существенно превышает длину межэлектродного промежутка. В таких системах эффективность использования первичных электронов, производящих ионизацию, существенно повышается по сравнению, например, с источниками на основе прямой дуги, и энергетическая цена иона в пучке снижается.

К настоящему времени наиболее изучен ионный источник на основе разряда с осциллирующими электронами, предложенный Г. Кауфманом.

Рассматривается также ионный источник с катодной разрядной камерой и малой относительной площадью анода [10].

Ионный источник с осциллирующими электронами и извлечением ионного пучка вдоль магнитного поля схематически изображен на рис. 2.1. В цилиндрической разрядной камере 3 размещается проволочный катод 1 (в современных конструкциях применяется также полый катод) и цилиндрический анод 2. Торцевые крышки камеры (формирующий электрод 5 и парораспределитель) и ее цилиндрические стенки поддерживаются под катодным потенциалом. С помощью катушки 4 электромагнита в разрядном объеме создается осевое магнитное поле напряженностью в несколько десятков эрстед.

Первичные электроны, эмитируемые катодом 1, расположенным вблизи оси камеры, и ускоренные в прикатодном слое разряда, движутся в разрядном объеме по спиральным траекториям, отражаясь от торцовых поверхностей, имеющих катодный потенциал (осциллируют в разрядном объеме). Величина магнитного поля выбирается такой, чтобы прямой уход первичных электронов на анод, имеющий большую поверхность по наиболее короткому пути между катодом и анодом, был исключен. Это условие выполняется, если ларморовский радиус первичного электрона меньше радиуса разрядной камеры.

В рассматриваемом источнике разрядное напряжение выбирается из условия, чтобы энергетическая цена ионообразования была минимальной и ионы обладали небольшой энергией, при которой катодное распыление элементов источника было бы минимальным. Разрядная камера должна иметь длину, достаточную для ионизации с высокой вероятностью атомов рабочего вещества, пролетающих разрядный объем. В описанных в литературе источниках разрядное напряжение принималось равным 20 — 50 В в зависимости от характеристик рабочего вещества, а длина — 0,5 — 1,0 диаметра камеры.

Наряду с ионным источником со слабым магнитным полем (типа источника, предложенного Г. Кауфманом) рассматриваются источники с сильным периферийным магнитным полем, так называемой зубчатой конфигурации (рис. 2.11). Вдоль боковой цилиндрической поверхности устанавливается несколько рядов постоянных магнитов, изготовленных, например, из самарий-кобальтового сплава. Соседние магниты обращены в камеру разными полюсами, в результате чего вдоль цилиндрической стенки создается местное сильное магнитное поле зубчатой или арочной конфигурации, которое защищает боковые стенки источника от первичных электронов (индукция магнитного поля около нескольких килогаусс на поверхности полюса). Задняя стенка камеры защищается аналогичным образом.

Передняя экранирующая сетка находится под катодным потенциалом, чтобы отражать высокоэнергетические первичные электроны. Боковая стенка и днище могут иметь анодный потенциал. Разряд горит между

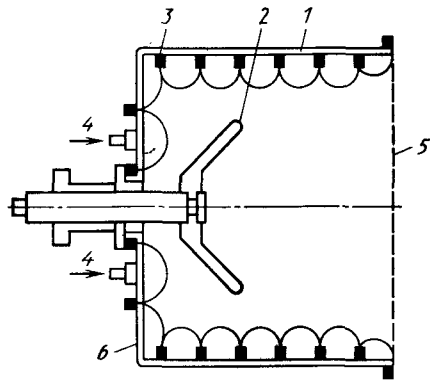


Рис. 2.11. Ионный источник с сильным магнитным полем зубчатой конфигурации:

1 - боковая стенка камеры; 2 - катод; 3 - постоянный магнит; 4 - подача рабочего вещества; 5 - экранирующая сетка (формирующий электрод); 6 - задняя стенка (дно) камеры

катодом, собранным, например, из нескольких вольфрамовых нитей, и анодными поверхностями на тех их участках, где электроны плазмы достигают анода (например, на полюсах магнитов, где магнитные силовые линии почти перпендикулярны поверхности). Рассматриваются ионные источники с линейными постоянными магнитами, расположенными параллельно оси разрядной камеры.

Изложим метод расчета основных характеристик рассматриваемого ионного источника [4]. Пренебрегая энергией, которая затрачивается на ускорение ионов пучка за счет напряжения разряда ($I_i \Phi_{ан}$), можно принять для оценки энергетической цены иона в пучке следующее выражение:

$$c_i = \frac{(I_p - I_i) \Phi_{ан}}{I_i} \quad (2.18)$$

Подобным образом, не учитывая энергию, которая тратится на ускорения генерируемых ионов вне плазмы разрядной камеры (попадающих на стенки или отбираемых в пучок), можно записать для энергетической цены иона в плазме c_{in} следующее соотношение:

$$c_{in} = \frac{(I_p - I_k - I_i) \Phi_{ан}}{e J_i} \quad (2.19)$$

В формулах (2.18) и (2.19) I_i - ток ионного пучка; I_k - ионный ток на поверхности под катодным потенциалом; $e J_i$ - скорость образования ионов в разрядной камере (в токовых единицах). Если долю ионов, отбираемых в пучок, обозначить $f_i = I_i / e J_i$, а долю ионов, поступающих на поверхность под катодным потенциалом, $f_k = I_k / e J_i$, то получим следующее соотношение между c_i и c_{in} :

$$c_i = c_{in} / f_i + \frac{f_k}{f_i} \Phi_{ан} \quad (2.20)$$

При определении c_{in} необходимо учитывать энергозатраты, связанные со следующими явлениями: прямыми потерями первичных электронов на аноде, собиранием анодом максвелловских (медленных) электронов, возбуждением нейтральных атомов, работой полого катода.

Составим баланс мощности для плазмы разрядной камеры. Мощность, вносимая в плазму первичными электронами, равна $I_{e0}(\Phi_{ан} - \Phi_0)$. При этом учитывается, что мощность $I_{e0} \Phi_0$ затрачивается в полом катоде, обеспечивая его работу.

Уравнение баланса мощности записывается так:

$$I_{e0}(\Phi_{ан} - \Phi_0) = e J_i U_i + \sum_j I_j U_j + I_{e2} W + I_{eан}(\Phi_{ан} - \Phi_0), \quad (2.21)$$

где I_j - скорость перехода атомов в j -е возбужденное состояние, выраженная в токовых единицах; U_j - энергия возбуждения j -го состояния атома; $I_{e2} W$ - ток максвелловских электронов на анод и их средняя энергия; $I_{eан}$ - ток первичных электронов на анод.

Разделив обе части (2.21) на $e J_i$ и учитывая баланс токов $I_{e0} = I_p - (I_k + I_i)$, найдем

$$c_{in} = U_i + \sum \frac{I_j U_j}{e J_i} + \frac{I_{e2} W}{e J_i} + \frac{I_{eан} \Phi_a}{e J_i} + \frac{I_{e0} \Phi_0}{e J_i} - \frac{I_{eан} \Phi_0}{e J_i} \quad (2.22)$$

Скорость перехода атомов в j -возбужденное состояние определяется выражением

$$I_j = e n_0 n_e < Q_j v_e > V_n, \quad (2.23)$$

где n_0 - концентрация нейтральных атомов; n_e - концентрация плазмы; $Q_j v_e$ - произведение эффективного сечения возбуждения j -го уровня на скорость электронов, осредненное по максвелловскому распределению скоростей; V_n - объем плазмы в разрядной камере.

Аналогично определим скорость генерации ионов:

$$e J_i = e n_0 n_e < Q_i v_e > V_n, \quad (2.24)$$

где Q_i - сечение ионизации.

Подставляя (2.23) и (2.24) в (2.22), получаем

$$c_{in} = c_{ипо} + \frac{I_{e2} W}{e J_i} + \frac{I_{e0} \Phi_{ан}}{e J_i} + \frac{I_{eан} \Phi_0}{e J_i} - \frac{I_{eа} \Phi_0}{e J_i} \quad (2.25)$$

Величина $c_{ипо} = U_i + \sum \frac{< Q_i v_e >}{< Q_i v_e >} U_j$ характеризует затраты энергии только на ионизацию и возбуждение атомов.

Третий член в правой части соотношения (2.25) можно записать в виде

$$\frac{I_{ea}\Phi_{an}}{eJ_i} = \frac{I_{ean}}{I_{eo}} \left(\frac{I_{eo}\Phi_{an}}{eJ_i} \right) = \frac{I_{ean}}{I_{eo}} c_{in}. \quad (2.26)$$

Отношение I_{ean}/I_{eo} определяет относительную долю первичных электронов, которые попадают прямо на анод, не испытывая неупругих столкновений. Эта доля определяется выражением

$$I_{ean}/I_{eo} = \exp(-Q_{\pi} n_0 \lambda_e), \quad (2.27)$$

где Q_{π} — полное эффективное сечение неупругих столкновений первичных электронов с атомами; λ_e — средняя длина свободного пробега первичного электрона.

Объединяя соотношение (2.25), (2.26) и (2.27), находим

$$c_{in} = c_{in0} + \frac{I_{e2}W}{eJ_i} + c_{in} \exp(-Q_{\pi} n_0 \lambda_e) + c_{in} \frac{\Phi_0}{\Phi_{an}} - c_{in} \frac{\Phi_0}{\Phi_{an}} \exp(-Q_{\pi} n_0 \lambda_e). \quad (2.28)$$

Ток максвелловских электронов на анод I_{e2} определяется как сумма тока электронов, высвобождающихся при ионизации, и тока термализованных первичных электронов:

$$I_{e2} = eJ_i + (I_{eo} - I_{ean}) = eJ_i + I_{ean}[1 - \exp(-Q_{\pi} n_0 \lambda_e)]. \quad (2.29)$$

Подставляя (2.29) в (2.28) и разрешая полученное соотношение относительно c_{in} , приходим к следующему результату:

$$c_{in} = \left[\frac{c_{in0} + W}{1 - (\Phi_0 + W)/\Phi_{an}} \right] [1 - \exp(-Q_{\pi} n_0 \lambda_e)]^{-1}. \quad (2.30)$$

Плотность нейтральных атомов n_0 можно выразить через расход I_m и коэффициент использования рабочего вещества η_m . Приравняв скорость поступления рабочего вещества в источник скорости вытекания через ионно-оптическую систему, получаем

$$I_m = I_i + I_{n0}, \quad (2.31)$$

где I_{n0} — расход нейтральных атомов из источника в токовых единицах. I_{n0} вычисляется по формуле, известной из кинетической теории газов:

$$I_{n0} = \frac{1}{4} n_0 e v_0 S_c k, \quad (2.32)$$

где S_c — площадь формирующего электрода ионно-оптической системы,

k — проницаемость электродов ионно-оптической системы для нейтральных атомов.

Объединяя (2.31) и (2.32), получаем

$$n_0 = [4I_m(1 - \eta_m)]/e v_0 S_c k, \quad (2.33)$$

где $\eta_m = I_i/I_m$.

Тогда выражение (2.30) можно записать в виде

$$c_{in} = c_{in}^* \left\{ 1 - \exp[-c_0 I_m (1 - \eta_m)] \right\}^{-1}, \quad (2.34)$$

где $c_0 = \frac{4Q_0 \lambda_e}{e v_0 S_c k}$; $c_{in}^* = \frac{c_{in0} + W}{1 - (\Phi_0 + W)/\Phi_{an}}$.

Выражение (2.34) представляет собой важное для ионных источников рассматриваемого типа соотношение между двумя его основными характеристиками — энергетической ценой иона в плазме c_{in} и коэффициентом использования рабочего вещества η_m . Экспериментальные данные указывают на то, что для весьма разнообразных условий параметры c_0 и c_{in}^* можно считать не зависящими от η_m .

Подставляя выражение (2.34) в (2.20), получаем выражение для энергетической цены иона в пучке:

$$c_i = \frac{c_{in}^*}{f_i \{1 - \exp[-c_0 I_m (1 - \eta_m)]\}} + \frac{f_k}{f_i} \Phi_{an}. \quad (2.35)$$

Формулы (2.34) и (2.35) позволяют описать важнейшую характеристику ионного источника — зависимость энергетической цены иона от коэффициента использования рабочего вещества — с помощью четырех параметров, определяемых конфигурацией источника и свойствами рабочего вещества. Это — эффективность использования энергии первичных ионов c_0 , предельная энергетическая цена иона в плазме c_{in}^* , доля ионов f_i , отбираемых в пучок, и доля ионов f_k , попадающих на поверхности, находящиеся под катодным потенциалом. В формулу (2.35) входят также два эксплуатационных параметра — расход рабочего вещества I_m и разрядное напряжение Φ_{an} .

Экспериментальные исследования ионных источников с магнитным полем зубчатой конфигурации (с линейными и кольцевыми постоянными магнитами) показали, что в широком диапазоне рабочих параметров рассмотренная теоретическая модель хорошо согласуется с экспериментом. Исключение составляют низкие разрядные напряжения, где эта теория не применима (например, для аргона напряжение ниже 30 В, для криптона — ниже 20 В).

Зависимость между энергетической эффективностью и коэффициентом использования рабочего вещества в данном источнике обычно

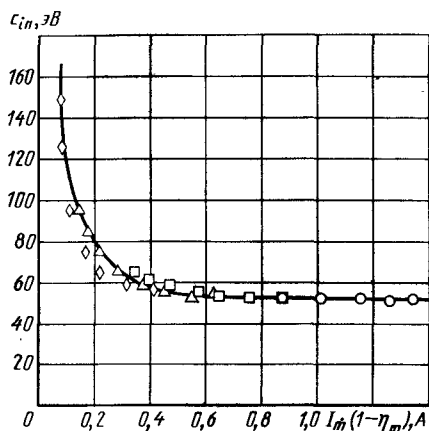


Рис. 2.12. Типичная зависимость энергетической цены ионов в плазме $c_{ип}$ от расходного параметра $I_m(1 - \eta_m)$: рабочее вещество — криптон; $\Phi_{ан} = 40$ В, прозрачность ионно-оптической системы 0,27, диаметр пучка — 12 см

представляется в следующих координатах: энергетическая цена иона в плазме $c_{ип}$ и расходный параметр $I_m(1 - \eta_m)$ (рис. 2.12).

Экспериментальные точки хорошо согласуются с расчетной кривой, построенной по формуле (2.34), при $c_{ип}^* = 51,0$ эВ и $c_0 = 5,7$ А⁻¹. Подобные кривые

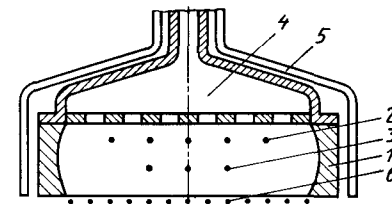
получаются и для других рабочих веществ и конструктивных параметров источника. Экспериментально найденные значения доли ионов f_i , отбрасываемых в пучок, практически не зависят от расходного параметра, несколько возрастают при снижении разрядного напряжения и составляют в среднем 0,5 — 0,6.

2.5. ИОННЫЙ ИСТОЧНИК С КАТОДНОЙ РАЗРЯДНОЙ КАМЕРОЙ

Известно, что в разряде низкого давления без магнитного поля длина пробега первичных электронов может быть существенно увеличена за счет подачи катодного потенциала на стенки разрядной камеры и одновременного уменьшения размеров анода. Схема ионного источника такого типа представлена на рис. 2.13. Разрядная камера 1 из тугоплавкого металла имеет форму параллелепипеда. В передней стенке камеры имеется прямоугольное эмиссионное отверстие для извлечения ионов. Боковые стенки камеры выполнены в виде круглого полуцилиндра, благодаря чему уменьшается количество нейтральных атомов, непосредственно отражающихся от боковых стенок в сторону эмиссионного отверстия. Термокатод 2 в виде нескольких вольфрамовых прутков, электрически соединенных параллельно, размещается в разрядной камере на некотором расстоянии от ее задней стенки. Анодом служат вольфрамовые стержни 3. Пары рабочего вещества поступают в парораспределитель 4. В задней стенке камеры просверлено большое число отверстий диаметром около одного миллиметра, равномерно распределенных по площади стенки. Это обеспечивает равномерную подачу атомов в разрядный объем. Для уменьшения тепловых потерь элементы

Рис. 2.13. Ионный источник с катодной разрядной камерой:

1 — разрядная камера; 2 — термокатод; 3 — анод; 4 — парораспределитель; 5 — тепловой экран; 6 — формирующий электрод



источника окружены многослойным тепловым экраном 5. В рассматриваемом ионном источнике стенки разрядной камеры поддерживаются под катодным потенциалом, относительная площадь анода $S_{ан}/S_{к}$ мала, и первичные электроны, ускоренные в катодном слое разряда, совершают осцилляции в разрядном объеме. При этом концентрация первичных электронов практически одинакова во всех точках разрядной камеры, а угловое распределение их скоростей является изотропным. Благодаря потенциальному барьеру на стенках камеры средний пробег первичных электронов до попадания на анод возрастает примерно в соотношении $S_{к}/S_{ан}$ и становится равным $h \frac{S_{к}}{S_{ан}}$ (h — глубина разрядной камеры, т.е. расстояние между передней и задней стенками). Вероятность ионизационных столкновений определяется выражением

$$P_i = 1 - \exp(-Q_i n_0 \frac{h S_{к}}{S_{ан}}).$$

В типичном случае при $n_0 = 7,5 \cdot 10^{19}$ м⁻³, $h = 5$ см, $Q_i = 4 \cdot 10^{-20}$ м² находим, что при $S_{к}/S_{ан} = 1$ $P_i \approx 0,02$, а при $S_{к}/S_{ан} = 10^2$ $P_i \approx 0,775$. Таким образом, при малых размерах анода можно добиться высокой вероятности ионизации.

При экспериментальном исследовании источника особое внимание было обращено на оптимизацию его геометрических и разрядных характеристик, возможность увеличения поперечных размеров, выравнивания плотности ионного тока в выходном сечении, повышения эффективности ионизации газа электронами и обеспечения работоспособности в широком интервале плотностей тока.

В результате удалось получить достаточно высокую равномерность распределения плотности ионного тока j_i по площади эмиссионного отверстия. Так, в камере с поперечным размером 250 мм неравномерность распределения j_i составляет несколько процентов и лишь вдоль боковых стенок возрастает до 15 %.

Размеры анода оказывают существенное влияние на ионообразование в разрядном объеме. С уменьшением площади анода $S_{ан}$ ионообразование возрастает до тех пор, пока не образуется положительное анодное падение. Оптимальная площадь анода, при которой ионообразование

достигает максимума, составляет 1 — 2 % от общей поверхности разрядной камеры.

Энергетическое распределение электронов в разряде, измеренное с помощью плоских зондов Ленгмюра с последующей обработкой методом двойного дифференцирования, существенно отличается от максвелловского наличием группы быстрых электронов со средней энергией, не превышающей разрядное напряжение. Чем выше разрядное напряжение U_p и ниже разрядный ток I_p , тем более четко выражено двухгрупповое распределение электронов на быстрые и медленные. Чем ниже U_p и выше I_p , тем ближе распределение электронов к максвелловскому. Это связано с тем, что при низких U_p сечение ионизации первичными электронами мало, а сечение кулоновского рассеяния велико, вследствие чего происходит интенсивная максвеллизация электронов и затем уже ионизация атомов высокоэнергетичными электронами из "хвоста" максвелловского распределения. Наоборот, при высоких U_p и низких I_p максвеллизация электронов затруднена и преобладающим процессом является ионизация первичными электронами.

Определим энергетическую цену ионообразования c_{i0} и энергетическую цену ускоренного иона в ионном источнике с катодной разрядной камерой. Согласно определению,

$$c_{i0} = \frac{I_p U_p}{e J_i}$$

Здесь $e J_i$ — полный ионный ток, генерируемый в разрядной камере.

В рассматриваемом источнике площадь анода мала, так что величиной ионного тока на анод можно пренебречь, и разрядный ток будет равен сумме тока первичных электронов с анода и ионного тока, генерируемого в разряде ($I_p = I_{e0} + e J_i$). Следовательно, энергетическая цена ионообразования

$$c_{i0} = \frac{(I_{e0} + e J_i) U_p}{e J_i} = (1 + n_0) U_p, \quad (2.36)$$

где n_0 — число первичных электронов, затрачиваемых в разряде на образование одного иона.

Величину n_0 можно определить, рассматривая баланс первичных электронов в разряде. В разрядном объеме некоторые из них претерпевают различные неупругие соударения и, теряя энергию порядка потенциала ионизации, становятся медленными электронами плазмы.

Обозначим секундное количество таких электронов J_n . Остальные первичные электроны достигают анода. Ежесекундно на анод поступает J_{ean} таких электронов. Уравнение баланса первичных электронов записывается так:

$$J_{e0} = J_n + J_{ean}. \quad (2.37)$$

Из J_n первичных электронов, претерпевших неупругие соударения, J_i электронов ежесекундно совершают однократную ионизацию. В разряде с изотропным распределением первичных электронов

$$J_n / J_i = Q_n / Q_i. \quad (2.38)$$

Используя формулы (2.37) и (2.38), получаем для n_0 следующее выражение:

$$n_0 = \frac{I_{e0}}{e J_i} = \frac{J_{e0}}{J_i} = \frac{Q_n}{Q_i} + \frac{J_{ean}}{J_i}. \quad (2.39)$$

Для определения J_{ean} / J_i рассмотрим вероятность ионизации в разряде

$$P_i = 1 - \exp\left(-\frac{j_{e1}}{e} Q_i \sqrt{\alpha_0} h\right),$$

где j_{e1} — плотность тока первичных электронов; $\alpha_0 = \frac{M}{2kT_0}$; h — глубина разрядной камеры. Здесь M — масса атома; T_0 — температура стенок разрядной камеры.

Из формулы для P_i следует, что

$$j_{e1} = \frac{e}{Q_i \sqrt{\alpha_0} h} \ln \frac{1}{1 - P_i};$$

$$J_{ea} = \frac{j_{e1}}{4e} S_{ан} = \frac{S_{ан}}{4Q_i \sqrt{\alpha_0} h} \ln \frac{1}{1 - P_i}. \quad (2.40)$$

Объединяя выражения (2.39), (2.40) и используя соотношение $J_i = \frac{j_i}{e} S_K$ (S_K — полная поверхность разрядной камеры), определяем

$$\frac{J_{ean}}{J_i} = \frac{S_{ан} \left(\ln \frac{1}{1 - P_i} \right) e}{4 S_K Q_i \sqrt{\alpha_0} h j_i} = \frac{a}{h}. \quad (2.41)$$

Подставляя (2.41) и (2.39) в формулу (2.36), получаем

$$\frac{c_{i0}}{U_p} = 1 + \frac{Q_n}{Q_i} + \frac{a}{h}.$$

На рис. 2.14 представлена зависимость относительной энергетической цены ионообразования c_{i0}/U_p от относительной глубины разрядной камеры h/a . С увеличением отношения величина h/a уменьшается, однако начиная с $h/a = 3 \dots 4$ зависимость c_{i0}/U_p от h/a становится слабой.

Для определения коэффициента a воспользуемся формулой (2.41), подставив в неё $Q_i = Q_{im} (1 - \frac{U_i}{U_p})$. Получим

$$a = \frac{S_{ан} (\ln \frac{1}{1 - P_i}) e \frac{U_p}{U_i}}{4 S_K Q_{im} j_i \sqrt{\alpha_0} (\frac{U_p}{U_i} - 1)} = \frac{a_1 \frac{U_p}{U_i}}{\frac{U_p}{U_i} - 1}. \quad (2.42)$$

На рис. 2.15 представлено безразмерное отношение a/a_1 в функции относительного разрядного напряжения U_p/U_i . При увеличении U_p/U_i от 1 до 2 отношение a/a_1 уменьшается от ∞ до 2, а затем в диапазоне U_p/U_i от 2 до ∞ — всего лишь от 2 до 1.

Таким образом, в источнике с катодной разрядной камерой и малой площадью анода разрядное напряжение можно принимать равным 2 — 4 U_i . При этом величина a/a_1 не будет превосходить 2, а характерный размер источника h будет равен 4 — 6 a_1 . Значениям $U_p/U_i = 3$ и $h/a = 2,5$ соответствует энергетическая цена ионообразования:

$$c_{i0} = 3 U_i (1,4 + \frac{Q_n}{Q_i}).$$

Принимая для приближенных оценок $U_i = 10$ В и $Q_n/Q_i = 2$, находим, что c_{i0} около 100 эВ. В рассматриваемом ионном источнике площадь

Рис. 2.14. Зависимость относительной цены ионообразования $\frac{c_{i0}}{U_p} - \frac{Q_n}{Q_i}$ от относительной глубины камеры h/a

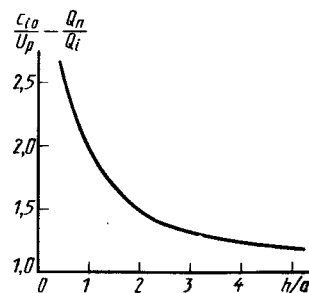
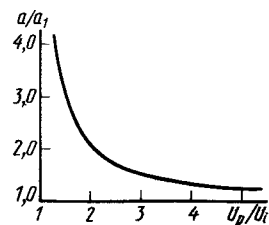


Рис. 2.15. Зависимость a/a_1 от U_p/U_i



эмиссионных отверстий может составлять 25 — 30 % от полной площади стенок разрядной камеры. Следовательно, энергетическая цена ускоренного иона равна 300 — 400 эВ.

Эксперименты, проведенные на источнике с катодной разрядной камерой, работающем на аргоне, парах свинца и висмута при давлении ($10^{-2} - 10$ Па), показали, что диапазон разрядных напряжений, характеризующий наименьшими затратами на ионизацию, составляет 35 — 55 В. Минимальная энергетическая цена ионообразования c_{i0} в экспериментах составляла 100 — 130 эВ, что совпадает с приведенными оценками.

2.6. ОСНОВЫ ПРОЕКТИРОВАНИЯ ИОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

При проектировании и расчете ионно-оптических систем необходимо учитывать закономерности интенсивных ионных течений в стационарных электрических полях в условиях вакуума.

Интенсивными принято называть ионные течения с большой плотностью тока, на которые оказывает существенное влияние поле собственного пространственного заряда. Мерой интенсивности течения является его первеанс P , определяемый как отношение тока пучка I к ускоряющему напряжению U в степени три вторых:

$$P = I/U^{3/2}. \quad (2.43)$$

Интенсивными считаются течения, первеанс которых больше $10^{-8} - 10^{-7}$ А/В^{3/2}. В свободном от внешних полей пространстве наблюдается расширение интенсивных ионных пучков вследствие действия кулоновских сил отталкивания, изменение распределения потенциала и связанное с этим ограничение тока.

Одним из фундаментальных законов интенсивных течений является закон Ленгмюра—Богуславского, о котором уже неоднократно упоминалось и который для одномерного течения однозарядных ионов между плоскими параллельными электродами записывается следующим образом:

$$j_i = \frac{4}{9} \epsilon_0 \left(\frac{2e}{M} \right)^{1/2} U^{3/2} d^{-2}. \quad (2.44)$$

Плотность ионного тока в плоской электростатической ускоряющей системе не может превосходить величину, определяемую законом Ленгмюра—Богуславского.

Физической причиной ограничения плотности ионного тока является воздействие пространственного заряда движущихся ионов. Если плотность тока ионов, поступающих из источника в ускоряющую систему,

превосходит величину, определенную формулой (2.44), то в ускоряющем пространстве образуется потенциальный барьер (область, где потенциал выше потенциала анода) и часть ионов возвращается к аноду.

Распределение потенциала, напряженности электрического поля и плотности объемного заряда в плоской электростатической ускоряющей системе в режиме течения, определяемом законом Ленгмюра–Богуславского, описывается следующим образом:

$$\frac{\Phi}{\Phi_{\text{ан}}} = 1 - \left(\frac{x}{d}\right)^{4/3}; \quad \frac{E}{E_{\text{к}}} = \left(\frac{x}{d}\right)^{1/3}; \quad \frac{\rho}{\rho_{\text{к}}} = \left(\frac{d}{x}\right)^{2/3}. \quad (2.45)$$

Здесь Φ , E и ρ — потенциал, напряженность поля и плотность объемного заряда в сечении x ; $\Phi_{\text{ан}}$ — потенциал анода; $E_{\text{к}}$ и $\rho_{\text{к}}$ — напряженность электрического поля и плотность объемного заряда в плотности катода.

Отметим, что в плоскости анода при $x = 0$ достигается максимум потенциала, а напряженность электрического поля принимает нулевое значение.

Используя приведенные выше соотношения, можно определить предельную плотность ионного тока, которая может быть получена в ионном двигателе. Как известно, плотность тяги

$$f = \frac{j_i}{e} M v_i.$$

Подставляя в эту формулу величину j_i из (2.44) и $v_i = \frac{\sqrt{2eU}}{M}$, получаем

$$f = \frac{8}{9} \epsilon_0 \left(\frac{U}{d}\right)^2.$$

Здесь $E = U/d$ — средняя напряженность электрического поля в межэлектродном пространстве.

Используя (2.45), находим

$$\bar{E} = \int_0^d \frac{E dx}{d} = \frac{3}{4} E_{\text{к}}.$$

Объединяя две последние формулы, получаем

$$f = \frac{\epsilon_0 E_{\text{к}}^2}{2}. \quad (2.46)$$

Предельное значение плотности тяги равно электрическому давлению в плоскости ускоряющего электрода (катода).

Допустимая напряженность электрического поля $E_{\text{к}}$ ограничивается

величиной пробойного напряжения. На основе имеющегося опыта можно считать, что длительная работа ионного двигателя возможна при напряженности поля $E_{\text{к}} = 70 \dots 100$ кВ/см. При этом предельное значение плотности тяги ионных двигателей не превосходит $200 - 400$ Н/м². В формулу (2.46) не входят характеристики рабочего вещества. Поэтому приведенная оценка плотности тяги применима для всех разновидностей электростатических двигателей независимо от вида ускоряемых заряженных частиц.

При определении предельной плотности тяги, фактически реализуемой в ионных двигателях и рассчитываемой как отношение тяги к площади поперечного сечения источника, необходимо учитывать прозрачность электродов ионно-оптической системы. Если суммарная площадь отверстий ускоряющего электрода S_0 , а площадь поперечного сечения источника $S_{\text{и}}$, то фактическая предельная плотность тяги

$$f_{\text{max}} = \frac{\epsilon_0 E_{\text{к}}^2}{2} \frac{S_0}{S_{\text{и}}}. \quad (2.47)$$

Метод электростатической фокусировки интенсивных ионных пучков был разработан Дж. Пирсом. В случае ленточных пучков (ширина пучка значительно больше его толщины) потенциал внешнего фокусирующего электрического поля определяется уравнением

$$U(x, y) = \frac{\Phi_{\text{ан}}}{d^{4/3}} (x^2 + y^2)^{2/3} \cos\left(\frac{4}{3} \arctg \frac{y}{x}\right). \quad (2.48)$$

Для фокусировки параллельного ленточного пучка обычно ограничиваются системой двух электродов, имеющих анодный и катодный потенциалы. Такие системы называются "пушками Пирса". При этом первый электрод (анод), для которого $U(x, y) = 0$, является плоским с углом наклона к поверхности пучка $67,5^\circ$. Форма второго электрода (катода), где $U(x, y) = \Phi_{\text{ан}}$, определяется из уравнения

$$(x^2 + y^2)^{2/3} \cos\left(\frac{4}{3} \arctg \frac{y}{x}\right) = d^{4/3}.$$

Известны "пушки Пирса" для фокусировки параллельных круговых цилиндрических пучков малого диаметра.

Важной характеристикой фокусируемых пучков является их геометрический параметр, равный отношению диаметра цилиндрического пучка $2r_0$ или толщины ленточного пучка $2y_0$ к расстоянию d между электродами ионно-оптической системы (ускоряющему зазору):

$$R = \frac{2r_0}{d}; \quad R = \frac{2y_0}{d}.$$

Опыт создания ионно-оптических систем показывает, что фокусировка интенсивных ионных пучков с геометрическим параметром $R > 3 \dots 5$ — трудноразрешимая задача. В этом случае градиенты потенциала в направлении, перпендикулярном оси пучка, становятся столь значительными, что формирование параллельного пучка с помощью внешних фокусирующих полей становится практически невозможным. Поэтому в ионных двигателях ионный пучок большого сечения делится на элементарные пучки малых размеров, каждый из которых имеет допустимый геометрический параметр.

В ионных двигателях применяются ионно-оптические системы двух типов: система с электродами в виде сеток с гексагональными рядами круглых отверстий небольшого диаметра и система в виде набора из тонких параллельных нитей или стержней.

При проектировании ионно-оптических систем широко используются аналоговые устройства (электролитическая ванна), а также опытные данные, полученные при экспериментальной отработке ионных двигателей. Для обоснованного использования экспериментальных данных большое значение приобретает теория подобия ионно-оптических систем.

Рассмотрим установившееся интенсивное ионное течение в ускоряющей системе. Считаем его ламинарным, т.е. таким, что траектории различных ионов не пересекаются и что в каждой точке течения все ионы имеют одинаковые скорости. Также пренебрегаем столкновениями ионов с какими-либо частицами и колебательными процессами в пучке.

При принятых допущениях ионное течение описывается системой уравнений, включающей уравнения Пуассона, непрерывности и движения:

$$\nabla^2 \Phi = - \frac{\rho}{\epsilon_0} = - \frac{1}{\epsilon_0} \frac{j_i}{\sqrt{\frac{2e}{M} (\Phi_{\text{ан}} - \Phi)}}; \quad (2.49)$$

$$\nabla j_i = 0; \quad (2.50)$$

$$(\vec{v}_i \nabla) v_i = - \frac{e}{M} \nabla \Phi. \quad (2.51)$$

Рассмотрим сначала ионно-оптическую систему, предназначенную для формирования ионных пучков из ионов, которые образуются в контактных ионных источниках. В этом случае ионы поступают в ускоряющее пространство с фиксированной твердой поверхности и граничные условия записываются в виде соотношений, выражающих распределение потенциала, напряженности поля и плотности ионного тока по поверхностям источника и электродов.

Введем масштабы величин, входящих в основные уравнения и в граничные условия. В качестве масштаба потенциала естественно принять потенциал анода $\Phi_{\text{ан}}$, в качестве линейного масштаба — ускоряющую длину d , в качестве масштаба скорости — скорость $v_0 = \sqrt{\frac{2e}{M} \Phi_{\text{ан}}}$,

приобретаемую ионами при прохождении разности потенциалов, равной масштабу потенциала. За масштаб плотности ионного тока примем среднюю плотность ионного тока j_0 на анодной поверхности (поверхности ионного источника), за масштаб напряженности — среднюю напряженность электрического поля в ускоряющем пространстве $E_0 = \Phi_{\text{ан}}/d$.

Безразмерные переменные условимся отмечать значком \sim :

$$\tilde{\Phi} = \frac{\Phi}{\Phi_{\text{ан}}}; \quad \tilde{j}_i = \frac{j_i}{j_0}; \quad \tilde{v} = \frac{v}{v_0}; \quad \tilde{E} = \frac{E}{E_0}; \quad (2.52)$$

$$\tilde{x} = \frac{x}{d}; \quad \tilde{y} = \frac{y}{d}; \quad \tilde{z} = \frac{z}{d}.$$

Подставляя эти соотношения в исходные уравнения и выполняя элементарные преобразования, получаем систему уравнений в безразмерных переменных:

$$\nabla^2 \tilde{\Phi} = - \frac{j_0 d^2}{\epsilon_0 \Phi_{\text{ан}}^{3/2} \sqrt{\frac{2e}{M}}} \frac{\tilde{j}_i}{\sqrt{1 - \tilde{\Phi}}};$$

$$\nabla \tilde{j}_i = 0; \quad (2.53)$$

$$(\tilde{v}_i \nabla) \tilde{v}_i = - \frac{1}{2} \nabla \tilde{\Phi}.$$

Граничные условия на поверхности электродов ионно-оптической системы могут быть также представлены в безразмерных переменных:

$$\begin{aligned} \tilde{\Phi}(\tilde{x}_n, \tilde{y}_n, \tilde{z}_n) &= \frac{\Phi_n}{\Phi_{\text{ан}}}; \\ \tilde{E}(\tilde{x}_n, \tilde{y}_n, \tilde{z}_n) &= \frac{E_n d}{\Phi_{\text{ан}}}; \\ \tilde{j}_i(\tilde{x}_n, \tilde{y}_n, \tilde{z}_n) &= \frac{j_{in}}{j_0}. \end{aligned} \quad (2.54)$$

Известно, что подобные процессы описываются тождественной системой

уравнений в безразмерных переменных. При этом входящие в эти уравнения комплексы, составленные из определяющих величин, в подобных процессах имеют одинаковые численные значения и являются критериями подобия. В систему уравнений (2.53) входит лишь один безразмерный комплекс, который является критерием подобия ионных течений и обозначается буквой γ :

$$\gamma = \frac{j_0 d^2}{\epsilon_0 \Phi_{ан}^{3/2} \sqrt{\frac{2e}{M}}} \quad (2.55)$$

Таким образом, в геометрически подобных ионно-оптических системах ионные течения будут подобными, если они характеризуются одинаковыми значениями критерия γ и если граничные условия на поверхностях электродов могут быть представлены в виде тождественных безразмерных соотношений. В подобных ионных течениях геометрические характеристики ионных пучков (в частности, расходимость пучка) совпадают, а параметры течения (Φ, ρ, j_i, v) в сходственных точках ускоряющего пространства определяются по соотношениям (2.52).

Выражение для критерия подобия γ можно представить в более простом виде, если ввести в рассмотрение эквивалентный плоский диод. Так называется двухэлектродный плоский ускоритель, работающий в режиме ограничения тока пространственным зарядом, в котором ускоряющее напряжение и средняя плотность тока на анодной поверхности такие же, как в рассматриваемой ионно-оптической системе. Межэлектродное расстояние в эквивалентном плоском диоде обозначим d_3 . Согласно закону Ленгмюра–Богуславского

$$j_0 = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{M}} \Phi_{ан}^{3/2} d_3^2.$$

Подставляя это выражение в формулу (2.55), получаем

$$\gamma = \frac{4}{9} \left(\frac{d}{d_3} \right)^2. \quad (2.56)$$

Таким образом, критерий γ равен умноженному на $4/9$ квадрату отношения межэлектродных длин рассматриваемой ионно-оптической системы и эквивалентного плоского диода.

Когда ионные пучки формируются из ионов, поступающих в ускоряющую систему с поверхности плазмы, то для подобия ионных течений кроме перечисленных выше условий требуется, чтобы уравнение граничной поверхности плазмы в безразмерных переменных было одинаковым для разных ионных источников. При формировании ионных пучков из

плазмы газоразрядных источников на граничной поверхности $d\Phi/dx = 0$ в силу квазинейтральности плазмы. Следовательно, здесь применимо уравнение Ленгмюра–Богуславского, которое в этом случае является соотношением между плотностью ионного тока, поступающего в ускоряющую систему, приложенной разностью потенциалов и толщиной слоя пространственного заряда между ускоряющим электродом и границей плазмы. Если, например, при заданном ускоряющем напряжении изменяется плотность тока, то это приводит к изменению размеров слоя пространственного заряда и формы граничной поверхности. Следовательно, форма граничной поверхности должна определяться критерием γ . При более подробном анализе, который здесь не приводится, оказалось, что при фиксированном значении γ форма граничной поверхности может изменяться в зависимости от режима работы газоразрядного ионного источника (концентрации ионов, электронной температуры и др.). Однако если ускоряющая разность потенциалов $\Phi_{ан}$ значительно превышает электронную температуру T_e :

$$\Phi_{ан} \geq 1,5 \cdot 10^3 T_e, \quad (2.57)$$

то форма граничной поверхности плазмы не зависит от режима работы ионного источника и однозначно определяется величиной критерия подобия γ .

Рассмотрим конструкцию ионно-оптической системы (см. рис. 2.3), с помощью которой возможно сформировать ионные пучки с большим током (на тяжелых рабочих веществах до 20 – 30 А, на водороде – до 100 А). Формирующий, ускоряющий и замедляющий электроды выполнены в виде плоской сетки из металлических прутков, закрепленных своими концами в соответствующей паре кварцевых державок. Прутки ускоряющего и замедляющего электродов крепятся на своих кварцевых державках с помощью металлических обойм. Обоймы размещены на кварцевых державках таким образом, что при разогреве они могут удлиняться, не вызывая механических напряжений, и обеспечивают электрический контакт прутков электрода с источником питания. Пазы в кварцевых державках для крепления прутков имеют определенный шаг. Концы кварцевых державок длиной 20 – 40 мм служат для крепления электродов и для высоковольтной изоляции. Крепление и юстировка формирующего электрода осуществляется посредством прижатия державок винтами к передней крышке разрядной камеры и винтами – через пружины к поверхности юстировочной пластины. В этом случае прутки электрода имеют непосредственный контакт с разрядной камерой. Крепление и юстировка ускоряющего и замедляющего электродов осуществляются так же, как и формирующего, только концы их кварцевых державок прижимаются к крышке разрядной камеры через соответствующие вкладыши, обеспечивающие зазор между электродами. Так как нарезка пазов в кварцевых державках производится одновременно,

то прижатие их винтами к юстировочной пластине обеспечивает надежную юстировку электродов (совпадение щелей).

Замедляющий и ускоряющий электроды выполнялись диаметром 2 мм, формирующий — из прутков диаметром 2; 1 и 0,5 мм с шагом 4 мм (соответственно изучались три варианта ионно-оптической системы). Прутки диаметром 1 и 0,5 мм натягивались индивидуальными пружинами. Ускоряющая длина составляла 2 мм в первом варианте и 2,5 мм во втором и третьем вариантах ионно-оптической системы. Максимальная полезная длина прутков (под пучком) составляла 150 мм. Полезная длина кварцевых державок (ширина области под пучком) также была равной 150 мм. Следовательно, максимальная площадь поперечного сечения в исследованной системе составляла 225 см².

Экспериментальное исследование характеристик описанной системы проводилось совместно с изученным ранее газоразрядным источником ионов, работавшим на висмуте. Температура электронов в источнике поддерживалась равной 2 — 3 В. В соответствии с теоретически полученной формулой (2.57) ускоряющее напряжение при экспериментах принималось равным 3 — 4,5 кВ.

Эксперименты показали, что оптимальное значение критерия подобия $\gamma_{\text{опт}}$, при котором угол расходимости ионного пучка минимален, не зависит от ускоряющего напряжения (изученный диапазон от 4,5 до 14 кВ) и составляет при диаметре пучков формирующего электрода 2; 1; 0,5 мм соответственно около 0,16; 0,26 и 0,27.

Постоянное значение $\gamma_{\text{опт}}$ указывает на справедливость изложенной выше теории подобия для случая формирования ионных пучков из плазмы при соблюдении условия (2.57). Зная $\gamma_{\text{опт}}$, можно определить оптимальное значение ускоряющего напряжения при заданных плотностях ионного тока и рассчитать оптимальные параметры геометрически подобных конструкций ускоряющей системы для любых рабочих веществ.

Другим параметром, характеризующим ионно-оптическую систему, является геометрическая прозрачность формирующего электрода

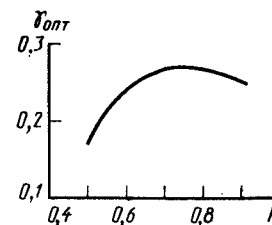
$$h = \frac{a - d_{\text{п}}}{a},$$

где $d_{\text{п}}$ — диаметр прутка электрода; a — расстояние между электродами.

Зависимость $\gamma_{\text{опт}}$ от h приведена на рис. 2.16. Из рисунка видно, что с увеличением h (т.е. с уменьшением диаметра электрода $d_{\text{п}}$) параметр $\gamma_{\text{опт}}$ сначала возрастает, достигая максимума при $h = 0,75$, затем несколько уменьшается. При максимальном значении $\gamma_{\text{опт}}$ обеспечивается наибольшая локальная плотность ионного тока.

Таким образом, максимальный ток пучка обеспечивается в ионно-

Рис. 2.16. Зависимость параметра подобия $\gamma_{\text{опт}}$ от прозрачности формирующего электрода h



оптической системе, в которой критерий подобия $\gamma_{\text{опт}}$ является максимальным, а прозрачность формирующего электрода $h = 0,75$ и толщина элементов формирующего электрода мала по сравнению с размерами щелей (ленточный электрод).

Как уже указывалось, в современных ионных источниках коэффициент использования массы достаточно высок (до 0,9 — 0,95), но все же некоторое количество атомов рабочего вещества поступает в ионно-оптическую систему с тепловыми скоростями. В результате в ионно-оптической системе могут протекать такие процессы, как рассеяние и перезарядка ионов на атомах, ионизация атомов ионами и др. В условиях ионных двигателей при относительных скоростях ионов и атомов $10^3 - 10^4$ м/с наиболее вероятным процессом является резонансная перезарядка ускоренных ионов на нейтральных атомах. При перезарядке ускоренных ион приобретает электрон и становится быстрым атомом, продолжая движение со скоростью, равной скорости иона в момент перезарядки. Атом, потерявший электрон, становится вторичным ионом, начальная скорость которого равна тепловой скорости атома (около 10^3 м/с).

В трехэлектродной ионно-оптической системе большинство вторичных ионов не может преодолеть потенциальный барьер между ускоряющим и замедляющим электродами, ионы остаются в "потенциальной яме" и в конце концов попадают на ускоряющий электрод, который имеет наиболее низкий отрицательный потенциал. Величина потенциального барьера в замедляющем зазоре ионно-оптической системы определяется коэффициентом замедления ионного пучка

$$\beta = \frac{\Phi_{\text{к}}}{\Phi_{\text{ан}} + \Phi_{\text{к}}}, \quad (2.58)$$

где $\Phi_{\text{к}}$ — абсолютная величина потенциала ускоряющего электрода; $\Phi_{\text{ан}}$ — потенциал фокусирующего электрода; потенциал замедляющего электрода принимается равным нулю.

Энергия вторичных ионов в плоскости ускоряющего электрода может составлять несколько сотен электронвольт. Бомбардируя ускоряющий электрод, вторичные ионы вызывают его катодное распыление. Наряду с вторичными ионами ускоряющий электрод при плохой фокусировке ионного пучка может перехватывать и первичные ионы, обладающие энергией в несколько килоэлектронвольт и вызывающие особенно интенсивное распыление ускоряющего электрода.

Поток первичных ионов на электрод пропорционален току ионного

пучка и определяет качество формирования пучка, что является одной из важнейших характеристик ионно-оптических систем.

Рассмотрим метод экспериментального определения токов первичных и вторичных ионов на ускоряющий электрод.

Ток на ускоряющий электрод I_y можно представить в виде

$$\frac{I_y}{I_i} = (1 + \gamma_1) \frac{I_{y.п}}{I_i} + (1 + \gamma_2) \frac{I_{y.в}}{I_i}. \quad (2.59)$$

Здесь $I_{y.п}$ и $I_{y.в}$ — ток первичных и вторичных ионов на ускоряющий электрод; γ_1 и γ_2 — коэффициенты вторичной электронной эмиссии для первичных и вторичных ионов; I_i — ионный ток пучка.

Для определения тока вторичных ионов на ускоряющий электрод можно воспользоваться формулой

$$I_{y.в} = A Q_{пер} I_i (eq - I_i) \frac{L}{v_0}, \quad (2.60)$$

где eq — расход рабочего вещества; $Q_{пер}$ — сечение резонансной перезарядки; L — средняя длина области перезарядки, из которой на ускоряющий электрод поступают вторичные ионы; v_0 — средняя скорость атомов рабочего вещества; A — коэффициент, зависящий от геометрии ионно-оптической системы, m^{-2} .

Соотношение (2.60) справедливо для $\frac{I_{y.в}}{I_i} \ll 1$ и $L \ll \frac{v_0}{Q_{пер} I_i}$.

Эти условия выполняются в большинстве важных для практики случаев.

Степень совершенства ионно-оптической системы можно охарактеризовать отношением ионного тока пучка I_i к току первичных ионов $I_{y.п}$, поступающих на ускоряющий электрод. Назовем это отношение коэффициентом качества ионно-оптической системы k :

$$k = \frac{I_i}{I_{y.п}}. \quad (2.61)$$

Подставляя (2.60) и (2.61) в (2.59), получаем

$$\frac{I_y}{I_i} = (1 + \gamma_1) \frac{1}{k} + Aa(1 + \gamma_2) \left(\frac{eq - I_i}{I_i} \right), \quad (2.62)$$

где $a = \frac{Q_{пер} L}{v_0}$.

Таким образом, относительная величина тока на ускоряющий электрод является линейной функцией относительной величины потока нейтралов через ионно-оптическую систему $\frac{eq - I_i}{I_i}$. При этом свободный

член $(1 + \gamma_1) \frac{1}{k}$ характеризует качество ионно-оптической системы.

Эксперименты проводились на многощелевой ионно-оптической системе. Формирующий, ускоряющий и замедляющий электроды были выполнены из вольфрамовых прутков диаметром 1 мм при шаге расположения прутков 3 мм. Ускоряющий и замедляющий зазоры составляли соответственно 2 и 1 мм. Ионно-оптическая система имела пять щелей шириной 2 мм и длиной 30 мм. Формирование ионных пучков осуществлялось из аргоновой плазмы. Измерялся ток на ускоряющий электрод для различных расходов аргона при постоянных токе пучка, ускоряющем и замедляющем напряжениях (т.е. при неизменной форме пучка и фокусировке). Постоянство тока пучка при изменении расхода обеспечивалось регулированием тока эмиссии катода газоразрядного источника ионов.

На рис. 2.17 представлена экспериментальная зависимость I_y/I_i от $(eq - I_i)/I_i$ в режиме оптимальной фокусировки (ток на электрод минимальный). Измерения проводились для ионного тока пучка 50 и 100 мА и при ускоряющих напряжениях 4 и 6 кВ. Коэффициент замедления ионно-оптической системы составлял 0,15 [см. (2.58)]. Из рисунка видно, что результаты измерений хорошо аппроксимируются прямыми линиями. Пересечения этих прямых с осью ординат дают значения токов на ускоряющий электрод при нулевом потоке нейтральных атомов через ионно-оптическую систему, т.е. $\frac{I_{y.п}}{I_i} = (1 + \gamma_1) \frac{1}{k}$. В рассматри-

ваемой конструкции ионно-оптической системы величина $(1 + \gamma_1) \frac{1}{k}$, как следует из рис. 2.17, составляет около 0,001 (0,1 %). Следовательно, коэффициент качества ионно-оптической системы приблизительно равен 10^3 , т.е. из тысячи ускоренных ионов только один перехватывается ускоряющим электродом.

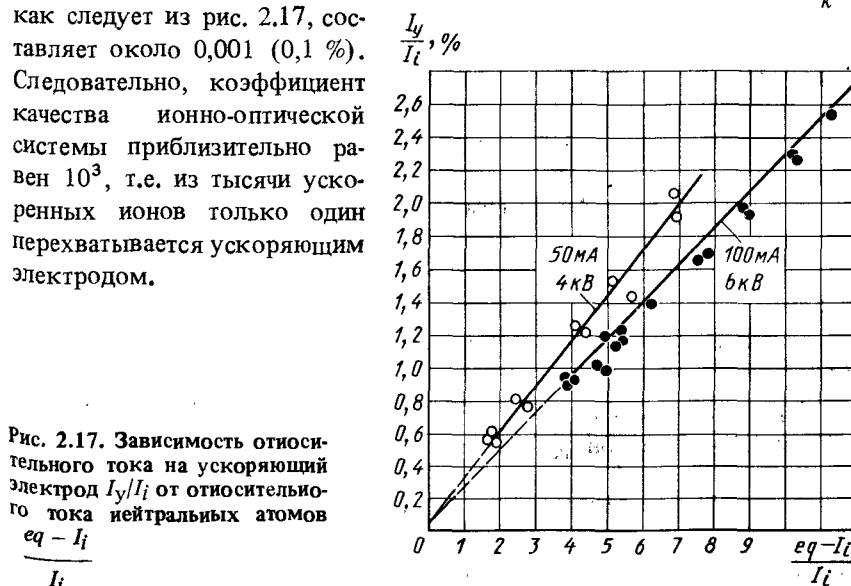


Рис. 2.17. Зависимость относительного тока на ускоряющий электрод I_y/I_i от относительного тока нейтральных атомов $\frac{eq - I_i}{I_i}$

2.7. ВОПРОСЫ НЕЙТРАЛИЗАЦИИ ОБЪЕМНОГО ЗАРЯДА ИОННЫХ ПУЧКОВ

Для нормальной работы ионных двигателей в условиях космического пространства необходима нейтрализация объемного заряда и тока истекающих ионных пучков. Нейтрализация объемного заряда и тока требуется также и в плазменных двигателях с анодным слоем, которые рассматриваются в следующей главе. Эта задача решается с помощью специального нейтрализатора — источника электронов, который устанавливается на выходе из ускоряющей системы.

Система нейтрализации должна удовлетворять следующим основным требованиям.

1. Энергетическая цена электрона (отношение расходуемой мощности к выходному электронному току) должна быть минимальной.

2. Газовая эффективность источника электронов (отношение электронного тока к расходу рабочего вещества) должна быть возможно более высокой.

3. Схема электропитания нейтрализатора должна быть простой, вероятность безотказной работы и конструктивный ресурс не должны быть ниже, чем у остальных элементов ЭРД.

В ходе создания наземных прототипов ионных двигателей и плазменных двигателей с анодным слоем были исследованы различные виды нейтрализаторов: проволочные прямоканальные катоды, плазменные источники электронов и полые катоды.

В наибольшей степени этим требованиям отвечают плазменные нейтрализаторы и нейтрализаторы на основе полого катода. На рис. 2.18 изображен газоразрядный плазменный нейтрализатор. Он состоит из эмитирующего элемента (катода) 1 в виде трубочки из гексаборида лантана с малым внутренним отверстием, стартового нагревателя 2, выполненного из вольфрамовой проволоки, тепловых экранов 3 и поджигающего электрода 4. Подача газообразного рабочего вещества осуществляется по трубчатому молибденовому токоподводу 5, обладающему малой теплопроводностью. После предварительного прогрева и срабатывания поджигающего электрода в газообразном рабочем веществе между катодом и ионным пучком загорается низковольтная дуга. Образующаяся плазма истекает из нейтрализатора, создавая так называемый "плазменный мост", охватывающий часть ионного пучка, по которому электроны беспрепятственно поступают в ионный пучок.

На рис. 2.19 изображена схема диафрагмированного газопроточного полого катода — нейтрализатора, обладающего наилучшими характеристиками по цене иона и газовой эффективности. Нейтрализатор может работать в авторежиме, т.е. без нагрева катода от постороннего источника

Внутренняя вставка полого катода изготовлена из материала с высокой термоэмиссионной способностью (обычно из гексаборида лантана). Типичные размеры нейтрализатора: диаметр внутренней полости 3 — 10 мм, длина 5 — 15 мм, диаметр выходного отверстия 0,5 — 3 мм, отношение площади выходного отверстия в катоде S_0 к площади внутренней поверхности катода S_n равно $3 \cdot 10^{-3}$ — $2 \cdot 10^{-2}$. Электрические

параметры: расход ксенона в токовых единицах $I_m^* = 0,03 \dots 2,5$ А, минимальное разрядное напряжение 14 В, выходной электронный ток $I_e = 0,1 \dots 50$ А.

Если пренебречь сравнительно небольшими радиационными потерями, то энергетическая цена электрона c_e практически равна разрядному напряжению U_p . Для определения газовой эффективности нейтрализатора удобно использовать соотношение

$$k = \frac{I_e}{I_m^*} = \frac{I_e}{S_n} \frac{S_0}{I_m^*} \frac{S_n}{S_0}, \quad (2.63)$$

в которое в явном виде входит геометрический параметр S_0/S_n . Для выбора оптимальных геометрических характеристик нейтрализатора, термоэмиссионных характеристик материалов и определения газовой эффективности необходимо рассчитывать вольт-амперную характеристику нейтрализатора.

При расчете вольт-амперной характеристики принимаются следующие предположения о процессах, происходящих в полом катоде:

1) электроны поступают в разряд с внутренних стенок катода в результате термоэмиссии;

2) ионизация атомов производится в основном первичными (быстрыми) электронами, эмитированными стенками, и ускоренными в прикатодном слое разряда.

3) первичные электроны, потеряв при неупругих столкновениях с атомами энергию порядка потенциала ионизации, становятся медленными и не принимают участия в процессах ионизации;

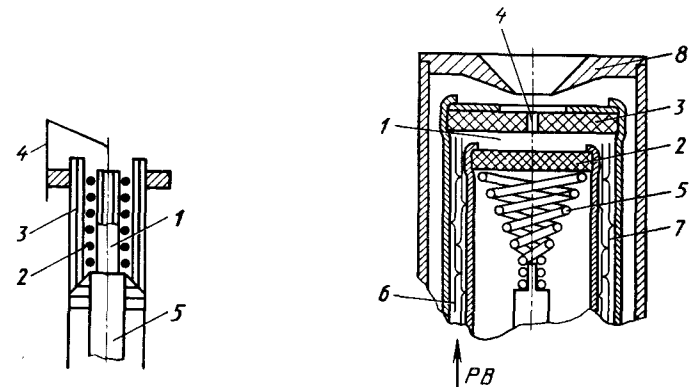


Рис. 2.18. Газоразрядный плазменный нейтрализатор:

1 — катод; 2 — стартовый нагреватель; 3 — тепловые экраны; 4 — поджигающий электрод; 5 — токоподвод

Рис. 2.19. Диафрагмированный газопроточный полый катод-нейтрализатор: 1 — катодная полость; 2 — катод; 3 — диафрагма катода; 4 — выходное отверстие; 5 — нагреватель; 6 — канал подачи рабочего вещества; 7 — тепловые экраны; 8 — вспомогательный электрод (анод) для поджига разрядов; PВ — рабочее вещество

4) толщина прикатодного слоя разряда — порядка дебаевского радиуса экранирования, а падение потенциала в нем близко к разрядной разности потенциалов.

Расчет вольт-амперных характеристик разряда выполняется по следующей схеме.

Выходной электронный ток катода приблизительно равен разрядному току

$$I_e \approx I_p = I_{e0} + I_i, \quad (2.64)$$

где I_i — ионный ток, образующийся в разрядном объеме в результате ионизации; I_{e0} — электронный термоэмиссионный ток, определяемый по уравнению Ричардсона–Дешмана:

$$I_{e0} = S_{\Pi} A T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi}{kT}\right), \quad (2.65)$$

где Φ — потенциал выхода материала стенок катода.

Величина ионного тока I_i и его связь с термоэмиссионным током I_{e0} определяется на основе теории безмагнитного газового разряда с осциллирующими электронами. Из баланса разрядной мощности в полном катоде определяется зависимость температуры катода T , а следовательно, и термоэмиссионной составляющей тока I_{e0} от режима разряда.

Рассмотрим работу полого катода в авторежиме. Мощность, выделяемая в разряде $I_p U_p$, уносится из катода в основном быстрыми и медленными электронами N_e и излучается катодными стенками $N_{изл}$:

$$I_p U_p \approx N_{изл} + N_e. \quad (2.66)$$

Если I_{e1} и I_{e2} — токи быстрых и медленных электронов, то

$$N_e = I_{e1} U_p + I_{e2} T_e. \quad (2.67)$$

Для определения I_{e1} и I_{e2} воспользуемся выражениями

$$I_{e1} = I_{e0} - I_i \frac{Q_{\Pi}}{Q_i}; \quad (2.68)$$

$$I_{e2} = I_p - I_{e1} = I_i \left(1 + \frac{Q_{\Pi}}{Q_i}\right),$$

где Q_i — сечение ионизации атомов, Q_{Π} — полное сечение неупругих столкновений электронов.

Поскольку стенки полого катода являются тонкими, потери на

$$N_{изл} = \epsilon \sigma S_{\Pi} T^4, \quad (2.69)$$

где ϵ — степень черноты материала стенок; σ — постоянная Стефана–Больцмана; T — температура стенок.

Подставляя (2.67), (2.68) и (2.69) в (2.66), получаем

$$I_p U_p = \epsilon \sigma S_{\Pi} T^4 + U_p (I_{e0} - I_i \frac{Q_{\Pi}}{Q_i}) + T_e I_i \left(1 + \frac{Q_{\Pi}}{Q_i}\right). \quad (2.70)$$

Ионный ток I_i , генерируемый в разрядном объеме, определяется вероятностью ионизации нейтральных атомов:

$$I_i = I_m P_i^a = I_m \left[1 - \exp\left(-\frac{L}{\lambda_0} \frac{v_{e1}}{v_0}\right)\right], \quad (2.71)$$

где L — средний линейный размер катодной полости; v_{e1} — скорость первичных электронов; v_0 — скорость атомов; λ_0 — средняя длина пробега атома до ионизации,

$$\lambda_0 = \frac{1}{n_e Q_i}.$$

Концентрацию первичных электронов можно выразить через ток I_{e0} :

$$n_{e1} = \frac{I_{e0} \tau_{e1}}{V},$$

где V — объем катодной полости; τ_{e1} — время жизни первичного электрона внутри полого катода.

Это время определяется двумя процессами: неупругими столкновениями электронов с атомами и уходом электронов через отверстие в катоде.

Для определения τ_{e1} можно использовать выражение

$$\tau_{e1} = \frac{\lambda_{e1}}{v_{e1}} \left[1 - \exp\left(-\frac{\lambda_e^*}{\lambda_{e1}}\right)\right], \quad (2.72)$$

где $\lambda_{e1} = \frac{1}{n_0 Q_{\Pi}}$ — длина свободного пробега первичных электронов;

v_{e1} — скорость первичных электронов; λ_e^* — длина пробега первичных электронов в катодной полости до выхода их из катода. С другой стороны, полный ток I_i , генерируемый в разрядном объеме, можно выразить через ток первичных электронов I_{e0} и вероятность их убыли P_i^e :

$$I_i = I_{e0} \frac{Q_i}{Q_{\Pi}} P_i^e. \quad (2.73)$$

Из формул (2.71) и (2.73) можно получить следующее соотношение

между вероятностью ионизации P_i^a и убыли первичных электронов P_i^e :

$$P^* = \frac{P_i^a}{P_i^e} = \frac{I_{e0}}{I_m} \frac{Q_i}{Q_n} \quad (2.74)$$

Это соотношение определяет эффективность разряда в полом катоде. При $P^* < 1$ вероятность неупругих столкновений первичных электронов с потерей энергии выше вероятности ионизации и коэффициент использования рабочего вещества будет низким. При $P^* > 1$ более эффективно происходит ионизация атомов, часть первичных электронов остается неиспользованной ($I_{e0} > I_m$). В этом режиме коэффициент использования рабочего вещества является достаточно высоким, а энергетическая эффективность источника (цена иона) низкой. Оптимальным является условие $P^* = 1$.

Вероятность ионизации P_i^a , как показывают расчеты, которые здесь не приводятся, зависит от параметров полого катода и свойств рабочего вещества и в области рабочих параметров катода достигает предельного значения, а именно:

$$\text{для } P^* < 1 \quad \text{имеем } P_i^a = P^*; \quad (2.75)$$

$$\text{для } P^* > 1 \quad \text{имеем } P_i^a = 1. \quad (2.76)$$

Уравнения (2.64), (2.65), (2.70) и (2.71) представляют собой замкнутую систему, определяющую вольт-амперную характеристику разряда в выбранной модели полого катода. Расчет этой характеристики проводится для режимов разряда, соответствующих условиям (2.75) и (2.76). Введем следующие обозначения и безразмерные переменные:

$$\alpha = \frac{A}{e\sigma} \left(\frac{k}{e\Phi} \right)^2; \quad \xi = A \left(\frac{e\Phi}{k} \right)^2; \quad \beta = \frac{1}{\xi} \frac{I_m}{S_0};$$

$$\tilde{I}_p = \frac{1}{\xi} \frac{I_p}{S_n}; \quad \tilde{U}_p = \alpha \left(1 + \frac{Q_i}{Q_n} \right) (U_p - T_e); \quad (2.77)$$

$$\tilde{I}_{e0} = \frac{1}{\xi} \frac{I_{e0}}{S_n}; \quad \tilde{I}_i = \frac{1}{\xi} \frac{Q_n}{Q_i} \frac{I_i}{Q_n}.$$

Решая совместно уравнения (2.65) и (2.70), получаем выражение в безразмерных переменных

$$\tilde{I}_{e0} = \tilde{I}_i^{1/2} \tilde{U}_p^{1/2} \exp \left(- \frac{1}{\tilde{U}_p^{1/4} \tilde{I}_i^{1/4}} \right) \quad (2.78)$$

и система уравнений (2.64), (2.71), (2.78) приводится к следующему виду. При $P^* < 1$, ($P_i^a = P^*$)

$$I_p = I_{e0}(U_p) \left(1 + \frac{Q_i}{Q_n} \right); \quad (2.79)$$

$$\tilde{U}_p = (\tilde{I}_{e0} \tilde{U}_p)^{1/2} \exp \left(\frac{1}{\tilde{I}_i^{1/4} \tilde{U}_p^{1/4}} \right),$$

при $P^* > 1$, ($P_i^a = 1$)

$$\tilde{I}_p = I_{e0}(\tilde{U}_p) + \beta;$$

$$\tilde{I}_{e0} = \left(\beta \tilde{U}_p \frac{Q_n}{Q_i} \right)^{1/2} \exp \left(- \frac{1}{\beta^{1/4} \tilde{U}_p^{1/4} \frac{Q_n}{Q_i}} \right). \quad (2.80)$$

Таким образом, задача расчета вольт-амперных характеристик разряда с диафрагмированным газопоточным полым катодом сводится к вычислению по (2.79) и (2.80) зависимостей $\tilde{I}_p = f(\tilde{U}_p)$ для различных значений параметра β , характеризующего расход рабочего вещества. Построенная с помощью этих уравнений обобщенная вольт-амперная характеристика показана на рис. 2.20. Для упрощения расчетов величина Q_i/Q_n принята постоянной, равной 0,9.

Кривая 1 на рис. 2.20 соответствует предельному режиму $P^* < 1$, в котором отсутствует зависимость вольт-амперной характеристики от расхода рабочего вещества. Кривые 2 — 8 соответствуют другому режиму ($P^* > 1$) и построены для различных значений приведенного расхода β .

В упрощенной модели процессов, происходящих в полом катоде, безразмерные величины \tilde{U}_p , \tilde{I}_p и β можно рассматривать как параметры подобия. Коэффициенты α и ξ содержат величины, определяющие термоэмиссионные и излучательные характеристики материалов. От обобщенных вольт-амперных характеристик нетрудно перейти к расчету вольт-амперных характеристик конкретных полых катодов, к определению энергетической цены электрона c_e и газовой эффективности k . Рассчитанные по этой методике характеристики нейтрализаторов и, в первую очередь, c_e и k согласуются с результатами экспериментов.

На рис. 2.21 показаны экспериментальные зависимости c_e от k , построенные для различных моделей нейтрализаторов, изготовленных из молибдена или гексаборида лантана.

Для оптимизированного нейтрализатора, внутренняя вставка которого изготовлена из гексаборида лантана и $S_0/S_n = 10^{-2}$, при работе на ксеноне получены значения $c_e \approx 20$ эВ при $k = 10Q \dots 200$. Увеличе-

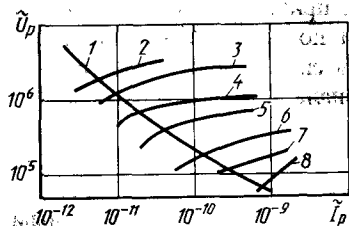
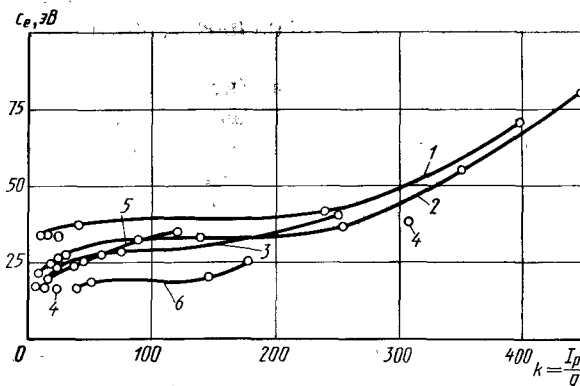


Рис. 2.20. Обобщенные вольт-амперные характеристики разряда с полым катодом для различных значений β :
2 — $3 \cdot 10^{-12}$; 3 — $5 \cdot 10^{-12}$; 4 — 10^{-11} ; 5 — $2 \cdot 10^{-11}$; 6 — $5 \cdot 10^{-11}$; 7 — 10^{-10} ; 8 — $5 \cdot 10^{-10}$; кривая 1 соответствует предельному режиму

Рис. 2.21. Зависимость цены электрона c_e от газовой эффективности k :
1 — гексаборид лантана, $I_p = 12$ А; 2 — гексаборид лантана, $I_p = 14$ А; 3 — молибден, $I_p = 30$ А; 4 — молибден, $I_p = 50$ А; 5 — гексаборид лантана, $I_p = 7$ А; 6 — гексаборид лантана, оптимальная геометрия, $I_p = 16$ А



ние k до 450 — 500 ведет к росту c_e до 100 эВ. Рассматриваемый оптимизированный нейтрализатор испытывался совместно с одно- и двухступенчатыми ускорителями с анодным слоем (см. гл. 3). Расход рабочего вещества через нейтрализатор составлял 2 — 3 % от расхода рабочего вещества через двигатель. Нейтрализатор располагался либо на центральном сердечнике по оси ионного пучка, либо сбоку от него на расстоянии 10 см от среза ускорителя. Для ввода нейтрализатора в рабочий режим не требовалось какого-либо поджигающего устройства. Зажигание разряда в нейтрализаторе происходило под влиянием высокого потенциала некомпенсированного ионного пучка. Время разогрева катода под действием ионной бомбардировки и выхода на режим — 1 — 2 с.

Компенсация ионного тока и нейтрализация объемного заряда ионного пучка при работе нейтрализатора осуществлялась полностью.

Поскольку катод-нейтрализатор представляет собой элемент электроракетного двигателя, важно обеспечить его высокую надежность и ресурс. С этой целью проводились длительные (более 100 ч) испытания полого катода из гексаборида лантана на ксеноне с использованием специального газоочистительного устройства.

При расходе ксенона около 0,8 А унос материала вставки из гекса-

борида лантана не превышал 1 % ее массы, причем повреждения были сосредоточены главным образом в области поступления газа в катодную полость. При постановке в эту область специальных дополнительных вставок из более термостойкого материала нетрудно добиться значительного снижения величины уноса.

Обработка нейтрализаторов подобного типа при работе на ксеноне позволила довести их ресурс приблизительно до 2000 ч. Разработаны источники с полым катодом из гексаборида лантана и искусственным подогревом, работающие на аргоне и водороде при 600 — 1000 А и обладающие ресурсом до 5000 — 10000 ч.

2.8. ИОННЫЕ ДВИГАТЕЛИ НА ПЕРЕМЕННОМ ТОКЕ

В элементах ионного двигателя (источник ионов, ускоряющая система, нейтрализатор, система подачи, электромагнит и др.) потребляется электрический ток различного напряжения и различной силы. Так, например, в американском двигателе SERT-II имеется 9 электрических цепей, из которых шесть работают на постоянном токе напряжением 30, 45, 50, 1800 и 3000 В и три на переменном.

Как известно, бортовые источники энергии для ЭРД способны вырабатывать постоянный ток низкого напряжения (солнечные батареи, термоэмиссионный ядерный реактор-генератор), либо переменный ток (ядерный реактор с турбогенератором). Двигатель SERT-II, например, потреблял около 1 кВт электроэнергии, вырабатываемой солнечной батареей в виде постоянного тока с первичным напряжением около 60 В.

Для согласования электрических параметров двигателей с параметрами первичных источников требуется бортовая система преобразования энергии. Прежде чем попасть в двигатель, постоянный ток низкого напряжения инвертируется в переменный, трансформируется до заданного напряжения, а затем выпрямляется. В двигателе SERT-II для этих целей применялся полупроводниковый преобразователь с удельной массой 15 кг/кВт. При проектировании подобных преобразователей возникают специфические проблемы. Вследствие сравнительно низких значений КПД элементов в преобразовательном блоке выделяется большое количество тепловой энергии. Так, при подводимой мощности 1 кВт и входном напряжении 60 В в блоке выделяется от 125 до 150 Вт тепла. Для обеспечения безопасной рабочей температуры полупроводниковых вентилях, входящих в преобразователь, необходимы большая площадь и масса холодильника-излучателя, поддерживающего температуру блока в пределах 50 — 70 °С. При переходе к ионным двигателям большой мощности (сотни киловатт) эта проблема становится еще более острой и требует разработки выпрямителей и инверторов со значительно более

высокой рабочей температурой. Это заставляет искать новые пути решения проблемы преобразования электрической энергии, отвечающие условиям применения в космическом пространстве.

Одним из таких направлений является использование для выпрямления переменного тока плазменных объемов ионных двигателей, т.е. создание устройств, совмещающих в себе функции преобразователя тока и элементов двигателя.

Проведенные исследования показали, что практически все электрические цепи ионного двигателя можно перевести на питание переменным током. При этом, по имеющимся оценкам, не только увеличивается надежность ЭРДУ, но и на 10 — 20 % снижается ее удельная масса. В качестве источника энергии в этом случае целесообразно использовать систему с турбогенератором переменного тока, так как по сравнению с другими системами при питании двигателя переменным током она имеет минимальную удельную массу.

Схема газоразрядного ионного источника на переменном токе представлена на рис. 2.22. Цилиндрический анод 3 источника разделен на три части, либо на кратное трем число частей, которые по одной или группами коммутируются с фазами питающего трансформатора. Нулевая точка трансформатора *A* соединена с корпусом камеры.

По мере изменения величины питающего напряжения, подаваемого на анод, разряд переходит с анода, потенциал которого уменьшается, на анод, положительный потенциал которого становится наибольшим. При трехфазном питании за время, равное периоду изменения напряжения, происходит трехкратная коммутация тока, при шестифазном питании — шестикратная. Ток в цепи работающего анода следит за его потенциалом. Поэтому в нулевом проводе протекает пульсирующий

выпрямленный ток, а напряжение горения разряда совпадает с огибающей фазовых напряжений. Для обеспечения устойчивого горения разряда необходимо, чтобы напряжение зажигания разряда, примерно равное половине амплитудного напряжения, превышало потенциал ионизации рабочего вещества.

При горении разряда на аноде наиболее положительной фазы через нее протекает весь разрядный ток I_p . В этот момент аноды других фаз выполняют функции коллектора хаотического ионного тока, величина которого не превышает 0,5 — 1 % I_p . Поэтому контакт анод—плазма обладает вентильными свойствами, и разрядную цепь следует рассматривать как обычный однокатный выпрямитель с закороченным выходом.

Экспериментально установлено, что в любой момент времени достаточно площади одного работающего анода, чтобы генерируемая в источнике плазма заполнила весь объем разрядной камеры. Однако при питании переменным током концентрация плазмы, ее потенциал и электронная температура пульсируют с частотой напряжения разряда. К радиальной неравномерности распределения плотности ионного тока в выходном сечении разрядной камеры, характерной для источника кауфмановского типа, питаемого постоянным током, при переходе на переменный ток добавляются пульсации плотности тока по времени. Пульсации ионного тока ухудшают работу ионно-оптической системы двигателя. Они могут быть уменьшены за счет увеличения частоты питания разряда (до 2 — 2,2 кГц), числа анодов (до 6 — 9) и др.

Проведенные исследования показали, что при питании газоразрядных ионных источников переменным током могут быть достигнуты такие же показатели по энергетической эффективности, плотности ионного тока, пульсациям тока, как при питании источника постоянным током от выпрямителя без сглаживающих фильтров.

Ускоряющая цепь ионного двигателя (т.е. цепь, по которой ускоряющиеся в источнике электроны поступают в нейтрализатор, а затем в ионный пучок) потребляет до 90 % подводимой к двигателю мощности, и ее перевод на питание переменным током особенно целесообразен. Одна из возможных принципиальных схем ускоряющей цепи с выпрямлением тока в ионном двигателе представлена на рис. 2.23. Выпрямление высоковольтного тока происходит на анодных узлах, установленных в газоразрядной плазме ионного источника. В схеме использован один нейтрализатор, работающий на постоянном токе. Принцип действия схемы основан на способности квазинейтральной плазмы образовывать экранирующий слой при контакте с твердой стенкой (металлическим электродом). При положительном (относительно плазмы) потенциале электрода этот слой пропускает большой электронный ток с малым падением потенциала на границах слоя, при отрицательном потенциале ток снижается до ионного и при определенных условиях экранирующий слой выдерживает без пробоя несколько киловольт. Поэтому, меняя

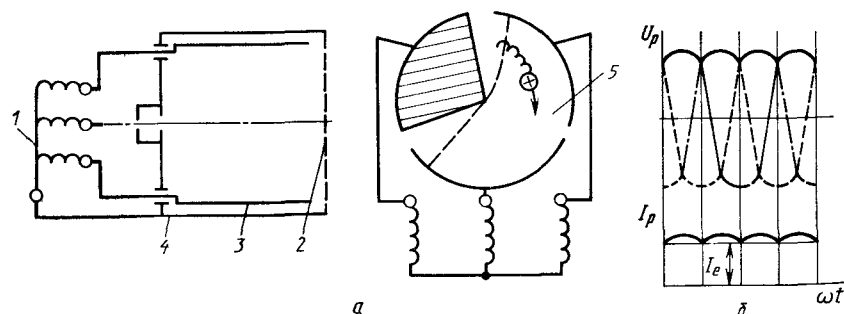


Рис. 2.22. Электрическая схема питания газоразрядного источника переменным током:

a — электрическая схема; *б* — осциллограмма тока и напряжения; 1 — трансформатор цепи разряда; 2 — фокусирующий электрод; 3 — анод; 4 — нулевой провод; 5 — "нерабочая" зона разряда; пунктиром показана граница диффузии плазмы в зону 5

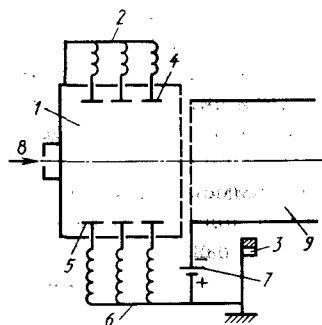


Рис. 2.23. Принципиальная схема ускоряющей цепи с выпрямлением тока в ионном двигателе:

1 — камера ионизации; 2 — трансформатор цепи разряда; 3 — нейтрализатор; 4 — аноды цепи разряда; 5 — анодные узлы; 6 — трансформатор ускоряющей цепи; 7 — источник постоянного тока; 8 — подача рабочего вещества; 9 — ионный пучок

потенциал электрода, можно изменять как ток зарядов к нему, так и потенциал окружающей плазмы.

Если на три анодных узла подать трехфазное переменное напряжение, то потенциал плазмы начинает следовать за потенциалом узла, имеющего наиболее высокий потенциал. Между этим узлом и плазмой устанавливается небольшая разность потенциалов, обеспечивающая прохождение по фазе электронного тока нейтрализации. Потенциал плазмы изменяется практически по огибающей диаграммы фазных напряжений. В соответствии с этим изменяется и потенциал корпуса источника, отличаясь на величину порядка электронной температуры. Таким образом, между нейтрализатором ("нуль" трансформатора ускоряющей цепи) и корпусом камеры ионизации устанавливается пульсирующая разность потенциалов, необходимая для ускорения ионного пучка. За период изменения питающего напряжения ток нейтрализации переходит с фазы, потенциал которой уменьшается, на фазу, потенциал которой возрастает в m раз (m — количество фаз). При этом в ионном источнике происходит разделение зарядов: ионы поступают из источника в ускоряющую систему и покидают двигатель в виде ускоренного пучка, а электронный ток замыкается на ионный пучок через нейтрализатор.

Рассмотрим более подробно вопросы выпрямления тока в плазменных объемах. Уже говорилось о возникновении вентильного эффекта в экранирующем слое или в зоне контакта плазмы с любым электродом. Свободный контакт между плазмой и металлическим электродом будем называть открытым плазменным вентиль-анодом.

В некоторых элементах ЭРД подвижность плазменных электронов уменьшается, например, под воздействием внешнего магнитного поля. В ряде случаев возмущения плазмы за счет прямого контакта с электродом недопустимы. В этих условиях для выпрямления переменного тока следует применять газоразрядный вентиль-анод. В отличие от открытого вентиль-анода газоразрядный вентиль-анод выведен за пределы плазменного объема. Однако опорным электродом его разряда по-прежнему

является плазменная граница, через которую электроны поступают из основного плазменного объема в прианодную зону вентилья. Плазменная граница выполняет роль виртуального катода для разряда, который загорается в прианодной области синхронно с частотой питающего напряжения. Необходимое давление газа обеспечивается натеканием из двигателя.

Вентильный эффект проявляется также в осесимметричном потоке плазмы, движущемся в неравномерном магнитном поле, вызывающем азимутальный дрейф электронов. При изменении направления электрического поля, а также при определенной величине магнитной индукции проводимость плазменного потока может изменяться в десятки раз, что позволяет использовать его для выпрямления переменного тока. Поскольку такие условия создаются в канале двигателя с азимутальным дрейфом электронов, вентиль, действующий по данному принципу, называется плазменным вентиль-каналом.

Все рассмотренные разновидности вентиляей используют плазму ЭРД как рабочее вещество. Они составляют единое целое с конструкцией двигателя и имеют общую с ним температуру, равную сотням градусов. Это намного выше, чем рабочая температура полупроводниковых вентиляей, используемых в современных преобразователях тока. Высокая температура плазменного вентиля составляет его главное преимущество по сравнению с полупроводниковым в космических условиях, где охлаждение элементов возможно только излучением.

Вентильные свойства контакта плазма-электрод во многом повторяют свойства полупроводникового диода. Как известно, последний обладает преимущественно односторонней проводимостью. Она зависит от направления и величины протекающего тока. Направление, соответствующее большей проводимости, называется прямым, направление, соответствующее меньшей проводимости, — обратным. Эффективность вентиля характеризуется коэффициентом выпрямления тока

$$\alpha_v = \frac{Q_{пр}}{Q_{обр}} = \frac{I_{пр}}{I_{обр}}, \quad (2.81)$$

где $Q_{пр}$ и $I_{пр}$ — проводимость и ток в прямом направлении; $Q_{обр}$ и $I_{обр}$ — те же величины в обратном направлении.

Вольт-амперная характеристика идеального вентиля совпадает с осями координат, т.е. для него выполняются условия

$$U_{пр}/I_{пр} = 0; U_{обр}/I_{обр} = 0. \quad (2.82)$$

Реальная характеристика отличается от идеальной, поскольку у реального вентиля отношение прямого и обратного тока составляет $10^3 - 10^4$, а отношение допустимого обратного напряжения к прямому $10^2 - 10^3$.

Основным элементом полупроводникового вентиля является тонкий слой p — n -перехода. Он обеднен носителями заряда, поэтому его проводимость намного ниже, чем у прилегающих к тонкому слою зон чистого ($\sigma = 1 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$) и примесного ($\sigma = 1000 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$) полупроводников. Проводимость p — n -перехода растет с повышением температуры этого слоя в соответствии с формулой $\sigma = \sigma_0 \exp(-\frac{E}{kT})$, что особенно пагубно в обратный полупериод, когда увеличение обратного тока приводит к пробоем диода.

В плазменном вентиль-аноде также имеется зона низкой проводимости — газоразрядная плазма ($\sigma = 1 \dots 100 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$) — и граничащий с ней металлический электрод, проводимость которого ($\sigma = 10^8 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$) намного выше, чем у легированного полупроводника. Между плазмой и металлом формируется дебаевский экранирующий слой, ширина которого $\lambda_D = 50 \sqrt{\frac{T_e}{n_e}}$ (T_e — электронная температура; n_e — концентрация плазмы) примерно на два порядка выше, чем ширина p — n -перехода в полупроводнике.

Плотность прямого тока вентиль-анода определяется плотностью хаотического электронного тока, поступающего из плазмы к границе экранирующего слоя,

$$j_{\text{пр}} = \frac{1}{4} n_e v_e = n_e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} = 2,5 \cdot 10^{-6} n_e \sqrt{T_e}. \quad (2.83)$$

Для газоразрядной плазмы ионных источников $n_e = 10^{17} \text{ м}^{-3}$, $T_e = 1 \text{ эВ} \approx 10^4 \text{ К}$ и $j_{\text{пр}} = (2 \dots 3) \cdot 10^3 \text{ А/м}^2$. Это намного меньше, чем у кремниевого диода (10^6 А/м^2), но на порядок больше, чем у селенового ($200 - 300 \text{ А/м}^2$).

Плотность обратного тока вентиль-анода в периоды, когда он имеет отрицательный потенциал относительно плазмы, определяется величиной ионного тока, который в случае максвелловского распределения скорости ионов определяется уравнением

$$j_{\text{обр}} = 0,4 n_i \sqrt{\frac{2kT_e}{M}} = 8,2 \cdot 10^{-18} n_i \sqrt{\frac{T_e}{A}}, \quad (2.84)$$

где M — масса иона; A — массовое число.

Для газоразрядной плазмы аргона и ртути при $n_i \approx n_e = 10^{17} \text{ м}^{-3}$ и $T = 10^4 \text{ К}$; $j_{\text{обр}}$ составляет соответственно 13 и $5,8 \text{ А/м}^2$.

Для коэффициента выпрямления тока в плазменном вентиль-аноде открытого типа получаем

$$\alpha_v = \frac{I_{\text{пр}}/I_{\text{обр}}}{\sqrt{\pi}} = \frac{1,25}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{M}{m_e}} = 30 \sqrt{A}. \quad (2.85)$$

У вентиль-анода, контактирующего с ртутной или аргоновой газоразрядной плазмой, α_v будет соответственно 424 и 190, что на 1 — 2 порядка меньше, чем у полупроводникового вентиля.

Большим значением коэффициента выпрямления переменного тока обладает газоразрядный вентиль-анод, в состав которого входят металлический вентиль-анод, изолированный в герметичном корпусе, плазменный эмиттер, например, граница плазмы в ионном источнике, и опорный электрод — корпус источника. Существенным элементом вентиля является деионизатор, разграничивающий прианодную область и плазму основного объема источника. В прямой или проводящий полупериод потенциал вентиль-анода положителен. Между ним и плазменным эмиттером, являющимся виртуальным катодом, поджигается вспомогательный разряд. Положение эмиттера фиксируется отверстиями деионизатора. Вентиль заполняется проводящей плазмой, по которой выпрямленный ток поступает в цепь нагрузки.

В обратный полупериод потенциал вентиль-анода становится отрицательным, разряд вентиля гаснет и он становится квазивакуумным пространством, пропускающим ограниченный поток ионов. Наличие деионизатора облегчает поджиг разряда в прямой полупериод и уменьшает приток ионов из плазмы основного разряда. Таким образом, в газоразрядном вентиль-аноде используется не столько малая подвижность ионов, сколько искусственное снижение концентрации плазменных ионов в обратный полупериод. Для газоразрядного вентиль-анода коэффициент выпрямления определяется по формуле

$$\alpha_v = \frac{n_{\text{епр}}}{n_{\text{ioбр}}} \sqrt{\frac{T_{\text{епр}}}{T_e}} \sqrt{\frac{M}{m_e}}, \quad (2.86)$$

где $n_{\text{епр}}$ — концентрация электронов в плазме вспомогательного разряда в прямой полупериод; $n_{\text{ioбр}}$ — концентрация сильно деионизованной плазмы в обратный полупериод; $T_{\text{епр}}$ — температура электронов в плазме вспомогательного разряда вентиля в прямой полупериод; T_e — температура электронов в плазме основного разряда; M и m_e — масса иона и электрона.

Из этой формулы следует, что коэффициент выпрямления тока α_v в газоразрядном вентиль-аноде составляет 2000 — 2500 и приближается к величине α_v в полупроводниковом диоде.

Глава 3. ДВИГАТЕЛИ С ЗАМКНУТЫМ ДРЕЙФОМ ЭЛЕКТРОНОВ

3.1. ВВОДНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

В основе двигателей с замкнутым, или азимутальным, дрейфом электронов (ДАД) лежит принцип ускорения ионов самосогласованным электрическим полем, которое создается в плазме вследствие резкого уменьшения поперечной подвижности электронов в магнитном поле. Электрические двигатели этого класса обладают рядом важных преимуществ: высокой эффективностью, простотой конструкции и высокой надежностью, универсальностью, широким диапазоном рабочих характеристик и высокой адаптивностью.

Но таким положение с двигателями этого класса было не всегда. После того как в 1956 г. А.В. Жаринов¹ впервые предложил использовать для ускорения ионов самосогласованным электрическим полем схему ионного магнетрона с замкнутым дрейфовым током, потребовалось решить ряд сложных физических и технических задач, обеспечивающих оптимальную организацию рабочих процессов в ДАД: коммутация электронного тока и генерация ионов в ускорителе, фокусировка ионного пучка, подавление неустойчивости и стабилизация разряда, сведение к минимуму потерь энергии вследствие разогрева электронной компоненты и других факторов. Только после того, как на основании комплекса экспериментальных и теоретических исследований по физике плазменных ускорителей и с помощью ряда изобретений удалось в основном решить эти задачи, были созданы современные высокоэффективные образцы двигателей с азимутальным дрейфом. Поскольку значительная часть указанных исследований была выполнена коллективом, в котором работают авторы, именно результаты этих исследований послужили основой дальнейшего изложения. В проведение этой работы наиболее заметный вклад внесли А.В. Жаринов, В.С. Ерофеев, В.И. Гаркуша, М.А. Абдуханов, Е.А. Ляпин, Ю.С. Попов.

В основе ДАД лежит эффект изменения подвижности замагниченных электронов поперек силовых линий магнитного поля. В этой связи небезынтересно напомнить рассуждения И. Лэнгмюра, когда он в 1928 г. впервые начал употреблять термин *плазма*. Как рассказывает в своих воспоминаниях его ближайший сотрудник Л. Тонкс², Лэнгмюр отмечал, что к плазме нельзя приложить разности потенциалов. Она нейтральна

¹ Юшманов Е.Е. Радиальное распределение потенциала в цилиндрической ловушке при магнетронном способе инжекции ионов // Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций. Т. 4. АН СССР, 1958.

² Tonks L. The Birth of "plasma". Am. J. Phys. 1967, v. 35, N 9, p. 857–859.

по электрическому заряду. При этом Лэнгмюр подчеркивал необходимость разделить представления о плазме как об основной зоне дугового разряда низкого давления и о тонких слоях вблизи электродов, в которых сосредоточено основное падение потенциала.

Отличительная особенность электрического разряда в ДАД состоит в том, что он горит в скрещенных магнитном и электрическом полях, причем электронная компонента плазмы замагничена. Электрический разряд в таких системах называют ВЕ-разрядом. Чтобы оптимальным образом решить проблему коммутации электронного тока, в ДАД используется такая схема, в которой магнитное поле имеет главным образом поперечную компоненту, а электрическое — продольную; холловский ток при этом оказывается замкнутым в азимутальном направлении. Вследствие резкого ограничения подвижности электронов поперек магнитного поля потенциал на высоковольтной границе ВЕ-разряда мало отличается от анодного, а протяженность зоны ускорения в оптимальном режиме очень невелика — порядка нескольких электронных циклотронных радиусов [см (1.130)]. Следуя логике И. Лэнгмюра, соответствующую зону ВЕ-разряда, отличительная особенность которой состоит в том, что она сохраняет квазинейтральность, но в ней может существовать достаточно сильное электрическое поле, стали называть анодным слоем. Следует подчеркнуть, что эта зона не обязательно непосредственно примыкает к положительному электроду; напротив, путем подбора соответствующего профиля магнитного поля она может быть удалена от него на значительное расстояние. Однако потенциал на высоковольтной границе этой зоны всегда будет близок к анодному. В соответствии с этой терминологией двигатели с азимутальным дрейфом, работающие в оптимальном режиме, называют двигателями с анодным слоем (ДАС).

Эти терминологические особенности отражают, в частности, тот факт, что в процессе исследований ДАД долгое время принято было различать двигатели с короткой зоной ускорения, или собственно ДАС, и двигатели с протяженной зоной ускорения, или линейные холловские двигатели (ЛХД). Двигатель типа ЛХД впервые был описан в 1962 г. в работах американских исследователей Салца, Сайкеля и др.¹ Для того чтобы растянуть зону ускорения, в двигатель были введены диэлектрические стенки. Можно думать, что введение в ускорительный канал таких стенок первоначально было связано с предположением, что при наличии металлических стенок из-за их эквипотенциальности станет невозможным поддержание в плазме разряда продольного электрического поля.

¹ Salz F., Meyerand R., Lary E. Ion Acceleration in Gyro Dominated Neutral Plasma Experiment. Bull. Am. Phys. Soc., 1962, ser. 11, v. 7, N 7, p. 441.

Seikel G., Reshotko E. Hall Current. Ion Accelerator. Bull. Am. Phys. Soc., 1962, ser. 11, v. 7, N 7, p. 19.

Однако такое предположение основано на нечетких представлениях о физике процессов в ВЕ-разряде. Еще в классических работах Лэнгмюра и Тонкса, а позже Габора было показано, что на границе плазма — твердое тело практически всегда возникают электронные пограничные слои, например типа дебаевских (см. гл. 1). Толщина этих слоев в типичных условиях ДАД значительно меньше протяженности зоны ускорения. Очевидно, существование этих слоев на металлических стенках ускорителя и предотвращает разрушение продольного самосогласованного электрического поля в плазме.

Экспериментальные исследования ДАД, выполненные в СССР и за рубежом, показали, что в режиме с протяженной зоной ускорения этот ускоритель обладает относительно невысокой эффективностью. Поэтому ЛХД в настоящее время не рассматриваются в качестве перспективных электрических ракетных двигателей.

В разработку теории и в создание высокоэффективных двигателей с азимутальным дрейфом наиболее значительный вклад внесли советские исследователи и инженеры. Этот факт получил признание также за рубежом, в частности, в обзорных работах известного американского специалиста по ЭРД профессора Г. Кауфмана, который подчеркнул важные преимущества этого класса ЭРД [16].

3.2. СВОЙСТВА АНОДНОГО СЛОЯ

Принципиальная схема двигателя с анодным слоем показана на рис. 3.1. Допустим, что на высоковольтную границу слоя со стороны анода поступает ток ионов с относительно малой скоростью. Металлические стенки ускорительного канала находятся под катодным потенциалом. Магнитная система создает в кольцевом зазоре ускорителя радиальное магнитное поле. Амплитуда магнитного поля по длине ускорителя имеет колоколообразное распределение, вблизи анода и на срезе ускорителя величина магнитного поля минимальна.

В скрещенных E_x и B_r полях на электроны действует сила Лоренца $eV_e \times B$, вызывающая их дрейф в азимутальном направлении. На рис. 3.2 показано распределение потенциала вдоль азимутально однородного электрического слоя, который возникает в этих условиях. Внутри слоя подвижность электронов вдоль электрического поля E_x резко ограничена, и оно совершает работу главным образом над ионами, ускоряя их вдоль оси системы. Очевидные требования к параметрам ускорителя в этом режиме состоят в следующем:

$$\beta_e = \omega_e \tau_e \gg 1, \quad \beta_i = \omega_i \tau_i < 1. \quad (3.1)$$

В приближении магнитной гидродинамики плазма ускоряется амперовой силой $j_\phi B_r$, причем замкнутый электронный ток j_ϕ вызван ази-

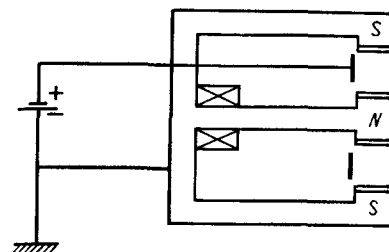


Рис. 3.1. Схема двигателя с азимутальным дрейфом электронов

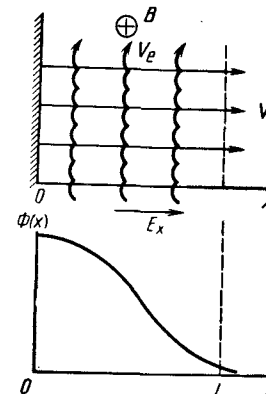


Рис. 3.2. Движение электронов и ионов в двигателе с азимутальным дрейфом

тальной ЭДС Холла $\frac{1}{ne} j_x B_r$. Поскольку действием магнитной силы на ионы можно пренебречь, то скорость ионов будет значительно меньше скорости дрейфа в скрещенных полях:

$$|V_i| \ll \left| \frac{E \times B}{B^2} \right|. \quad (3.2)$$

Отсюда следует, что протяженность зоны ускорения L значительно меньше ионного циклотронного радиуса R_{ci} :

$$L \ll R_{ci} = \frac{M v_i}{e B}.$$

С другой стороны, поскольку условием нормальной работы двигателя является возникновение азимутального дрейфа электронов, величина L не может быть меньше электронного циклотронного радиуса:

$$L > R_{ce} = \frac{1}{\omega_e} \sqrt{\frac{2e\Phi_0}{m}},$$

где Φ_0 — приложенная разность потенциалов.

Таким образом, протяженность зоны ускорения

$$R_{ce} < L \ll R_{ci}. \quad (3.3)$$

Запишем обобщенный закон Ома

$$\mathbf{j} = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B} + \frac{1}{ne} \nabla p_e) \quad (3.4)$$

и умножим его скалярно на \mathbf{B} , пренебрегая малым членом \mathbf{Bj}/σ :

$$(\mathbf{E} + \frac{1}{ne} \nabla p_e) \mathbf{B} = \mathbf{E} * \mathbf{B} = 0.$$

Отсюда следует, что проекция напряженности электрического поля \mathbf{E}^* на направление магнитного поля обращается в нуль, иными словами,

$$\frac{d\Phi}{ds} + \frac{1}{ne} \frac{dp_e}{ds} = 0. \quad (3.5)$$

Здесь Φ — потенциал плазмы; s — траектория вдоль магнитной силовой линии. Если градиентом электронного давления можно пренебречь, то при интегрировании (3.5) вдоль магнитной силовой линии с номером k получим

$$\Phi(k) = \text{const}. \quad (3.6)$$

Это условие эквипотенциальности магнитных силовых линий справедливо с точностью до термоэлектронной ЭДС. Это важное свойство слоя, впервые отмеченное А.И. Морозовым [62, 63], позволяет управлять распределением электрического поля в системе и фокусировкой ионного пучка путем соответствующего подбора конфигурации магнитного поля.

Перепишем уравнение (3.4) в прямоугольных координатах, приняв в одномерном приближении

$$E = E_x; B = B_z; \nabla = \partial/\partial x.$$

Для компонент электронного тока с учетом (3.1) получим

$$j_{ey} = \frac{en_e}{B} \frac{\beta^2}{1 + \beta^2} (E + \frac{\nabla p_e}{ne}) \approx en_e \frac{E}{B} + \frac{1}{B} \nabla p_e; \quad (3.7)$$

$$j_{ex} = \frac{1}{\beta} j_{ey} = \frac{en_e}{B} \frac{\beta}{1 + \beta^2} (E + \frac{\nabla p_e}{ne}).$$

Видно, что электронный холловский ток в азимутальном направлении с точностью до небольшой поправки, пропорциональной градиенту электронного давления, совпадает с дрейфовым током, а электронный ток вдоль оси системы в направлении электрического поля очень мал:

$$j_{ex} = \frac{1}{\beta} j_{ey} \ll en_e \frac{E}{B}.$$

Бездиссипативный процесс разгона ионов в слое определяется уравнением

$$M \frac{dv_i}{dt} = e\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B} \quad (3.8)$$

или в приближении одномерной магнитной гидродинамики с учетом (3.7)

$$Mn \frac{dv_{ix}}{dt} = j_{ey} B. \quad (3.9)$$

Интегрирование уравнения (3.8) дает для предельной скорости ионов выражение

$$v_i = \left(\frac{2e\Phi_0}{M} \right)^{1/2}. \quad (3.10)$$

С помощью (3.7), (3.9) и уравнений Максвелла найдем плотность потока импульса, приобретаемого ионами при прохождении слоя,

$$M \frac{j_i}{e} v_i = \frac{1}{2\mu} (B_0^2 - B^2) + (p_0 - p), \quad (3.11)$$

где индексы "0" относятся к максимальным значениям магнитного поля и давления электронов.

Последним членом в правой части (3.11) во многих случаях пренебрегаем. С помощью этого выражения можно оценить величину магнитного поля, необходимую для эффективной работы ДАД. Например, при работе на цезии или ксеноне ($M = 130$) для $v_i = 5 \cdot 10^6$ см/с, $j_i = 0,1$ А/см² находим $B_{\text{max}} = 1,6 \cdot 10^{-2}$ Тл.

Выражение (3.11) позволяет также оценить максимальную плотность тока ускоренных ионов $j_{i\text{max}} = B_0/2\mu R_{ci}$.

Для азимутального холловского тока, который обусловлен электрическим дрейфом, из (3.7) и (3.11) можно получить

$$I_H = e \int_0^L n_e \frac{E}{B} dx \approx j_i \frac{M v_i}{eB} = j_i R_{ci}, \quad (3.12)$$

где L — протяженность слоя.

Учитывая условия непрерывности холловского тока в слое $I_H = \text{const}$ и близости плотностей разрядного и ионного токов ($j_p \approx j_i$) получаем из (3.12) важное следствие

$$j_p/B = \text{const}. \quad (3.13)$$

Время, в течение которого электрон проходит слой от его низковольтной границы до высоковольтной, определяется подвижностью электронов поперек магнитного поля $b_{e\perp}$:

$$\tau_{eL} \approx \frac{L}{v_{ex}} \approx \frac{L}{b_{e\perp} E_x} \approx \frac{L^2}{b_{e\perp} \Phi_0}, \quad (3.14)$$

где в соответствии с (3.1) и (3.7) $b_{e\perp} \approx \frac{b_{e0}}{\beta^2} \approx \frac{mv_e}{eB^2}$; $b_{e0} = \frac{e}{mv_e}$ — подвижность электронов; ν_e — эффективная частота столкновений электронов в плазме, сопровождающихся потерей импульса.

Запишем для этой частоты выражение

$$\nu_e \approx n_i \langle v_e Q_{ei} \rangle + n_a \langle v_e Q_{ea} \rangle, \quad (3.15)$$

где n_i , n_a — концентрация ионов и нейтральных атомов соответственно; Q_{ei} и Q_{ea} — эффективные сечения упругих столкновений электронов с ионами и нейтралами.

Коэффициент переработки нейтральных атомов в ускорителе

$$\eta_m = \frac{n_i v_i}{n_i v_i + n_a v_a}, \quad (3.16)$$

откуда

$$\frac{n_a}{n_i} = \frac{v_i}{v_a} \frac{(1 - \eta_m)}{\eta_m}.$$

В системе с бездиссипативным разгоном $v_i \gg v_a$. Поскольку $\eta_m \approx 1$, то в слое должно соблюдаться условие $n_a \gg n_i$, т.е. основную роль в слое должны играть столкновения электронов с нейтральными атомами.

Уход электронов из слоя в сторону анода и соответствующее снижение объемного отрицательного заряда в плазме может компенсироваться за счет неупругих столкновений электронов с нейтральными атомами, сопровождающихся ионизацией. Частота этих столкновений

$$\nu_i = n_a \langle v_e Q_i \rangle, \quad (3.17)$$

где Q_i — эффективное сечение ионизации электронным ударом.

В стационарном режиме скорость ухода электронов из слоя равна скорости появления новых электронов вследствие ионизирующих столкновений, иными словами,

$$\tau_{eL} \nu_i \approx 1. \quad (3.18)$$

Подставляя в (3.18) выражения (3.14) и (3.17), определяем протяженность анодного слоя

$$L \approx (\Phi_0 \frac{b_{e\perp}}{\nu_i})^{1/2}. \quad (3.19)$$

Из этой формулы видно, что протяженность слоя можно менять в широких пределах, подбирая необходимые условия вдоль зоны ускорения. Рассмотрим, в частности, предельный режим, когда электроны образуются в слое только вследствие ионизации, а затем все уходят на анод, причем их подвижность соответствует приближению классической диффузии (3.15). В этом случае из (3.19) следует, что протяженность анодного слоя должна быть порядка нескольких электронных циклотронных радиусов

$$L \approx R_{ce} \left(\frac{\nu_e}{\nu_i} \right)^{1/2}, \quad (3.20)$$

где

$$R_{ce} = \frac{m}{eB} \left(\frac{2e\Phi_0}{m} \right)^{1/2}.$$

Если, например, $\Phi_0 = 2$ кВ, $B = 5 \cdot 10^{-2}$ Тл, $R_{ce} \approx 0,3$ см, $\nu_e/\nu_i \approx 10$, то $L \approx 1$ см.

Так как эффективные частоты столкновений ν_e и ν_i пропорциональны концентрации нейтральных атомов n_a , то протяженность слоя в первом приближении не зависит от n_a . А поскольку в формуле (3.20) не содержится параметров n_i и n_e , то толщина слоя также не зависит от плотности ионного тока j_i .

Рассмотрим некоторые возможности управления протяженностью слоя L . С этой целью запишем уравнение непрерывности электронного тока, считая слой однородным в направлении дрейфа y :

$$\frac{\partial j_{ex}}{\partial x} + \frac{\partial j_{ez}}{\partial z} = en_e \nu_i, \quad (3.21)$$

где правая часть характеризует поступление электронов в слой вследствие ионизации нейтральных атомов. Второй член в левой части (3.21) определяет скорость ухода электронов вдоль магнитного поля на стенки ускорителя, а также их поступления со стенок вследствие процессов электронной эмиссии.

Обозначая высоту слоя z_0 , записываем выражение

$$\left\langle \frac{\partial j_{ez}}{\partial z} \right\rangle \approx \frac{1}{z_0} [\langle j_1(x) - j_2(x) \rangle], \quad (3.22)$$

где $j_1(x)$ и $j_2(x)$ — плотность электронного тока, поступающего со стенок и на стенки ускорителя вдоль длины слоя.

Если стенки ускорительного канала изготовлены из диэлектрика и часть ускоренных ионов попадает на них, то эмиссионный ток электронов со стенок может достигать значительной величины.

Объединяя (3.17) и (3.22), обозначаем

$$\nu_{эф} = n_a \langle \nu_e Q_i \rangle + \frac{(j_1 - j_2)}{z_0}.$$

Тогда уравнение (3.21) можно записать в виде

$$\frac{\partial j_{ex}}{\partial x} = en_e \nu_{эф} \quad (3.23)$$

или после интегрирования по длине слоя — в виде

$$j_{ean} \approx en_e \nu_{эф} L,$$

где j_{ean} — плотность электронного тока на анод.

С другой стороны, из формул (3.14) и (3.19) для продольной плотности электронного тока на анод следует

$$j_{ean} \approx \frac{en_e b_{e\perp} \Phi_0}{L}.$$

Приравнявая два последних выражения, протяженность слоя определяем по формуле

$$L \approx \sqrt{\frac{b_{e\perp} \Phi_0}{\nu_{эф}}} \approx R_{ce} \sqrt{\frac{\nu_e}{\nu_{эф}}}. \quad (3.24)$$

Из формулы (3.24) видны пути управления протяженностью зоны ускорения. Проанализируем факторы, определяющие протяженность слоя.

Первый из этих факторов — распределение плотностей электронных токов j_1 и j_2 вдоль ускорительного канала. Если стенки канала диэлектрические или находятся под плавающим потенциалом, то плотности токов j_1 и j_2 определяются главным образом долей ионного тока, уходящего на стенки, например, вследствие расфокусировки ионного пучка. На поверхности диэлектрических стенок происходит рекомбинация ионов и первичных электронов, диффундирующих из плазмы вдоль

силовых линий магнитного поля. Но одновременно под действием плазменных электронов из диэлектрических стенок будет происходить вторичная электронная эмиссия, вследствие чего вблизи стенки образуется скачок потенциала Φ_w . В результате этих процессов частота $\nu_{эф}$ падает, а протяженность слоя L значительно возрастает. Заметим, что величиной токов j_1 и j_2 можно управлять, если секционировать стенки разрядной камеры и подавать на них различный потенциал или изменять вдоль них условия вторичной электронной эмиссии.

Второй фактор — это зависимость протяженности L от поперечной подвижности электронов $b_{e\perp}$. Если в плазме ВЕ-разряда развиваются достаточно интенсивные колебания и возникают турбулентные переменные поля \tilde{E} , то поперечная подвижность резко возрастает. Например, в случае аномальной бомовской диффузии эффективная поперечная подвижность

$$b_{e\perp}^* \approx \beta b_{e0}.$$

Другой механизм аномального возрастания поперечного электронного тока возможен в ускорителях с диэлектрическими стенками и связан, по представлениям А.И. Морозова, с явлением пристеночной проводимости [28]. Протяженность зоны ускорения во всех этих случаях также значительно увеличивается по сравнению с оптимальным режимом анодного слоя.

Особенность ВЕ-разряда состоит в том, что условие квазинейтральности плазмы

$$|n_e - n_i| \ll n_e$$

не является обязательным. Если это условие не соблюдается и концентрация ионов мала по сравнению с концентрацией электронов, то реализуется так называемый вакуумный режим ВЕ-разряда. В этом режиме структура слоя определяется главным образом электронной компонентой.

Запишем уравнения, описывающие свойства слоя в вакуумном режиме в одномерном приближении:

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dx} &= \frac{e}{\epsilon_0} n_e; \quad E = \frac{d\Phi}{dx}; \\ j_{ex} &= \frac{en_e}{m\omega_e^2} [en_e E - \frac{d}{dx}(n_e T)]; \end{aligned} \quad (3.25)$$

$$\frac{dj_{ex}}{dx} = en_e \vartheta_i.$$

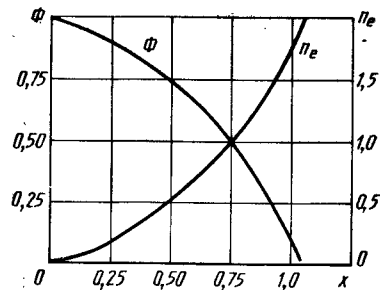


Рис. 3.3. Распределение потенциала Φ и концентрации n_e электронов в вакуумном режиме ускорителя

Принимая для распределения потенциала вдоль слоя

$$\Phi(x) = \Phi_0 \left(\frac{L-x}{L} \right)^k,$$

где $k > 1$, получаем из (3.25) для электронной температуры выражение

$$T_e = \frac{2}{5} \frac{k}{(k-1)} \Phi_0. \quad (3.26)$$

Если, например, $k = 2$, то

$$\Phi = \Phi_0 \left(1 - \frac{x}{L} \right)^2; \quad T_e = 0,8 \Phi_0.$$

Для распределения концентрации электронов вдоль слоя из (3.25) следует

$$\frac{n_e}{n_e^*} = \frac{1}{1-\alpha} \left(1 - \Phi^\alpha \right), \quad (3.27)$$

где

$$\alpha = \frac{2}{5} \frac{k}{k-1}; \quad n_e^* = \frac{m \omega_e^2}{e^2} \frac{\nu_i}{\nu_e} = \frac{B^2}{m} \frac{\nu_i}{\nu_e}.$$

Типичные кривые распределения потенциала $\Phi(x)$ и концентрации электронов $n_e(x)$ для вакуумного ВЕ-разряда показаны на рис. 3.3.

Для концентрации электронов $n_e \approx n_e^*$ определяем с помощью (3.12) величину вакуумного холловского тока

$$I_H^* \approx \frac{e}{B} n_e^* \int_0^L E dx \approx \omega_e \Phi_0 \frac{\nu_i}{\nu_e}. \quad (3.28)$$

Максимально возможный холловский ток равен

$$I_{\max}^* \approx \omega_e \Phi_0.$$

Из формул (3.12) и (3.28) находим для максимальной плотности ионного тока в вакуумном режиме

$$j_{i \max}^* = \frac{I_H^*}{R_{ci}} = \frac{m \omega_e^2}{e^2} \left(\frac{2e \Phi_0}{m} \right)^{1/2}. \quad (3.29)$$

Из формулы (3.13) следует, что плотность разрядного тока растет линейно с магнитным полем B , а из формул (3.28) и (3.29) — что в вакуумном режиме с ростом магнитного поля увеличиваются также холловский ток как B и плотность ионного тока — как B^2 . Эти зависимости сохраняют силу, когда можно пренебречь собственным магнитным полем холловского тока (так называемое приближение сильного магнитного поля).

Сравнивая формулы (3.28) и (3.12), убеждаемся, что если вакуумный холловский ток растет пропорционально потенциалу Φ_0 , то квазинейтральный холловский ток пропорционален $\Phi_0^{1/2}$. Если поэтому поддерживать плотность ионного тока в ВЕ-разряде постоянной $j_i = \text{const}$ и одновременно увеличивать потенциал, то в некоторый момент будет достигнуто критическое значение холловского тока, при котором $I_H = I_H^* = j_i / R_{ci}$. В этом случае ВЕ-разряд можно рассматривать как вакуумный. Этому условию при данной величине магнитного поля и плотности ионного тока соответствует значение приложенной разности потенциалов, равное

$$\Phi_0 = \Phi_0^* = \left(\frac{j_i}{\frac{m \omega_e^2}{e} \frac{\nu_i}{\nu_e} \sqrt{\frac{2e}{m}}} \right)^{1/2}. \quad (3.30)$$

Отличительные особенности вакуумного ВЕ-разряда состоят в том, что распределение потенциала и концентрации электронов в слое не зависят от концентрации нейтральных атомов. Поэтому разрядный ток пропорционален давлению в широком диапазоне. В режиме вакуумного ВЕ-разряда при $B \approx 0,2$ Тл $p \approx 10^{-1} \dots 10^{-2}$ Па. При повышении давления выше критической величины ВЕ-разряд переходит из вакуумной модификации в обычную, когда $n_e \approx n_i$. Структура слоя при этом в значительной степени определяется характером поступления в него нейтральных атомов, процессами генерации ионов и возможностью развития в разряде различных неустойчивостей.

3.3. ПРОЦЕССЫ ИОНИЗАЦИИ В ВЕ-РАЗРЯДЕ

В предыдущем разделе при анализе общих свойств анодного слоя было сделано предположение, что на его высоковольтную границу поступает однородный в азимутальном направлении поток ионов, обла-

дающих относительно малой энергией. Наиболее естественный способ решения этой задачи состоит в использовании для этой цели самого ВЕ-разряда. Ионизацию нейтральных атомов, поступающих в двигатель с азимутальным дрейфом со стороны анода, могут осуществлять электроны, дрейфующие в сторону анода поперек магнитного поля. Эффективность ионизации нейтральных атомов электронным ударом зависит от функции распределения электронов по энергиям в ВЕ-разряде, а также от величины средней энергии ("температуры") электронов.

Функция распределения электронов по энергиям (ФРЭ) в ВЕ-разряде с редкой плазмой, когда время свободного пробега τ_c намного больше пролетного времени τ_0 ,

$$\tau_c \gg \tau_0 = \frac{L}{v_i},$$

не может описываться ни функцией Максвелла

$$f_e(W_e) = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{W_e}{kT_e}},$$

ни функцией Дрюэстейна

$$f(W_e) \sim e^{-W_e^2/kT_e},$$

где $W_e = \frac{mv_e^2}{2}$ — кинетическая энергия электронов.

Средняя энергия электронов в ВЕ-разряде обычно определяется вдоль направления силовых линий магнитного поля $W_{e||}$ и поперек этого направления и $W_{e\perp}$ соответственно.

Средняя длина пробега нейтральных атомов, поступающих в двигатель со стороны анода, до их ионизации электронным ударом равна

$$\lambda_a \approx \frac{v_a}{n_a < v_e Q_i >}, \quad (3.31)$$

где $< v_e Q_i > = \int v_e Q_i(v_e) dv_e$; v_a — скорость нейтральных атомов; Q_i — сечение их ионизации электронным ударом, зависящее от скорости (энергии) электронов. Например, для ксенона (потенциал ионизации $\Phi_i = 12,1$ В) максимальное значение $Q_i^{\max} \approx 5 \cdot 10^{-16}$ см² при энергии электронов $W_e = 50$ эВ, а для цезия ($\Phi_i = 3,89$ В) $Q_i^{\max} \approx 7 \cdot 10^{-16}$ см² при $W_e = 300$ эВ. Пороговые энергии электронов, ниже которых ударная

ионизация невозможна, составляют менее 10 эВ для ксенона и около 40 эВ для цезия. Различие пороговых значений объясняется более существенной ролью ступенчатых процессов в случае ксенона.

Чтобы в соответствии с формулой (3.31) оценить вероятность ионизации нейтральных атомов в ВЕ-разряде, рассмотрим среднюю энергию электронов ("температуру") в разряде и функцию их распределения по энергиям.

В предыдущем разделе было показано, что в вакуумном режиме ВЕ-разряда "температура" электронов составляет заметную долю приложенной разности потенциалов

$$W_{e\perp} \approx 0,1 \dots 1,0 \Phi_0,$$

где $W_{e\perp}$ — средняя энергия электронов в направлении поперек силовых линий магнитного поля.

В более общем случае поперечную энергию $W_{e\perp}$ можно определить, воспользовавшись уравнением баланса энергии на аноде

$$j_p e \Phi_0 = j_i W_i + j_{e\text{ан}} (W_{e\perp} + \epsilon_i), \quad (3.32)$$

где j_p — плотность разрядного тока; $j_{e\text{ан}}$ — плотность электронного тока на анод; W_i — средняя энергия ионов; ϵ_i — энергетическая цена акта ионизации.

В оптимальном режиме анодного слоя из (3.7) следует, что

$$j \approx j_i \approx j_{e\text{ан}}, \quad (3.33)$$

откуда

$$W_{e\perp} \approx e \Phi_0 - W_i - \epsilon_i. \quad (3.34)$$

Затраты энергии в расчете на акт ионизации включают в себя потери при упругих и неупругих столкновениях электронов и существенным образом зависят от условий в плазме ВЕ-разряда. Если, в частности, $W_{e\perp}$ порядка потенциала ионизации, то ϵ_i может составлять примерно 100 эВ. С ростом $W_{e\perp}$ до $10^2 - 10^3$ эВ значение ϵ_i падает до 30 — 50 эВ.

Для качественных оценок можно принимать значение ϵ_i масштаба нескольких потенциалов ионизации. Например, для лития, цезия, ртути при $W_{e\perp} \geq 10$ эВ полагают для оценок $\epsilon_i \approx 20$ эВ. Существенно при этом отметить, что энергетическая цена первых и вторых ионов приблизительно одного порядка. Незначительное различие этих величин объясняется тем, что потери энергии на возбуждение и излучение в плазме в этих двух случаях примерно одинаковы (в этом можно убедиться на примере плазмы цезия).

Возвращаясь к формуле (3.34) и пренебрегая на основании сказанного величиной ϵ_i , видим, что $W_{e\perp}$ зависит от того, где происходит иони-

зация рабочего вещества. Рассмотрим конкретный пример. Предположим, что распределение потенциала в слое параболическое:

$$\Phi(x) \approx \Phi_0 \left(1 - \frac{x}{L}\right)^2,$$

а скорость ионизации постоянна:

$$n_e \nu_i \approx \text{const.}$$

В этом случае для средней энергии ионов W_i и поперечной энергии электронов $W_{e\perp}$ получаем

$$W_i \approx \frac{1}{3} e\Phi_0; W_{e\perp} \approx \frac{2}{3} e\Phi_0. \quad (3.35)$$

Очевидно, в этом случае эффективность ускорения ионов не может быть высокой. Поэтому одна из задач оптимальной организации процессов генерации ионов в ВЕ-разряде состоит в определении режимов, когда $W_{e\perp}$ относительно невелика, а ионизация происходит в узкой зоне вблизи высоковольтной границы слоя. Такие способы были найдены применительно к различным режимам работы двигателей с азимутальным дрейфом.

Вид функции распределения электронов по энергиям в ВЕ-разрядах исследован только для отдельных случаев и не всегда методически корректно. В работе А.И. Бугровой [28, 29] для режимов с протяженной зоной ускорения для определения ФРЭ были использованы зондовые, спектроскопические и другие методы диагностики. Согласно работам [28, 29] ФРЭ является двугорбой, что свидетельствует о большой роли пристеночной проводимости. К сожалению, из-за методических неточностей, допущенных в работах [28, 29], этот вывод является спорным.

В этой связи следует подчеркнуть, что если в двигателе с азимутальным дрейфом, обладающим диэлектрическими стенками и работающим в режиме протяженной зоны ускорения, перенос электронов поперек магнитного поля в значительной степени связан с аномальной проводимостью, то в режиме анодного слоя основной вклад в поперечный электронный ток дают объемные процессы в плазме, т.е. рассеяние электронов при упругих столкновениях и на электростатических колебаниях в плазме разряда.

Характерный вид ФРЭ для одноступенчатого ускорителя с анодным слоем, определенный в работе В.Г. Викторова, показан на рис. 3.4 и 3.5 [29]. На рис. 3.4 показан ФРЭ при работе ускорителя на водороде ($\Phi_0 = 2$ кВ, $I_p = 20$ мА, $B_{\max} = 1800$ Гс). Видно, что ФРЭ имеет две группы электронов — медленную, для которой распределение по энергиям близко к максвелловскому с $T_e \approx 20$ эВ, и быструю — с максимумом

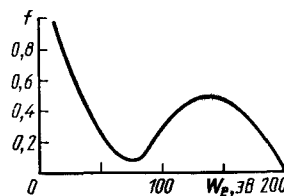


Рис. 3.4. Функция распределения электронов по энергиям для ускорителя на водороде

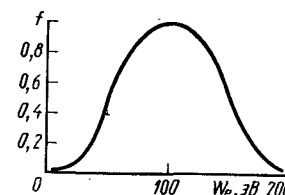


Рис. 3.5. Функция распределения электронов по энергиям для ускорителя на ксеноне

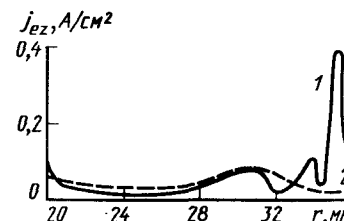


Рис. 3.6. Распределение плотности электронного тока j_{ez} по радиусу ускорителя r : 1 — стенки диэлектрические; 2 — стенки металлические

мом вблизи 150 эВ. На рис. 3.5 показан вид ФРЭ при работе на ксеноне ($\Phi_0 = 1,5$ кВ, $I_p = 7$ мА, $B_{\max} = 0,32$ Тл). В этом случае наблюдается только одна группа электронов с максимумом вблизи 100 эВ.

Таким образом, вид ФРЭ для ускорителей с азимутальным дрейфом, обладающих металлическими и диэлектрическими стенками, различаются весьма значительно. Материал стенок существенно влияет также на продольный электронный ток и его распределение по радиусу ускорителя. На рис. 3.6 показана радиальная структура обратного электронного тока, измеренная Г.Э. Бугровым и др. [29] для моделей ускорителей с диэлектрическими и металлическими стенками. Видно, что в случае металлических стенок распределение плотности электронного тока по радиусу ускорителя практически однородно, а в случае диэлектрика вблизи стенки наблюдается резкий максимум плотности тока, превосходящий среднее значение более чем на порядок.

Введение в ВЕ-разряд диэлектрических стенок является одним из факторов, стабилизирующих электронную температуру. Механизм этого явления состоит в следующем. Пусть плотность ионного тока на диэлектрических стенках

$$j_{iW} = \frac{1}{4} en v_e (1 - \gamma) e^{-\frac{e\Phi_W}{kT_e}}, \quad (3.36)$$

где γ — коэффициент вторичной электронной эмиссии из диэлектрика; Φ_W — пристеночный скачок потенциала, обусловленный эмиссией электронов.

Для многих диэлектрических материалов можно принять $\gamma = 1$ при энергии первичных электронов порядка 20 эВ. Из (3.36) следует, что в этом случае $\Phi_W \rightarrow 0$ и, следовательно, эффективность охлаждения электронного газа резко возрастает. Этот механизм обеспечивает стабилизацию электронной "температуры" в таких режимах ВЕ-разряда на уровне порядка 20 эВ.

Рассмотрим ионизацию нейтральных атомов, поступающих на высоковольтную границу двигателя с азимутальным дрейфом электронов, работающего в оптимальном режиме анодного слоя. С этой целью запишем для вероятности ионизации атомов электронным ударом выражение

$$P = \frac{j_i^0}{j_a} = 1 - e^{-\tau_a/\tau_i}, \quad (3.37)$$

где j_i^0 — плотность тока ионов на выходе из слоя; j_a — плотность потока нейтральных атомов на входе в слой, выраженная в токовых единицах;

$\tau_a = L/v_a$ — время пролета атома сквозь слой; $\tau_i = \frac{1}{<n v_e Q_i>}$ — время,

необходимое для ионизации атома электронным ударом; $v_a = \sqrt{\frac{2kT_{ан}}{M}}$ —

скорость нейтральных атомов вблизи анода; $T_{ан}$ — температура анода.

Если вероятность ионизации в слое достаточно велика, то

$$n_e \approx n_i \approx \frac{j_i}{e} \left(\frac{2e\Phi_0}{M} \right)^{-1/2} = \frac{P\dot{m}}{MS} \left(\frac{2e\Phi_0}{M} \right)^{-1/2},$$

где \dot{m} — расход рабочего вещества; S — площадь сечения кольцевого зазора ускорителя.

Подставляя эти выражения в (3.37), получаем

$$P = 1 - \exp(-\gamma P\dot{m}), \quad (3.38)$$

где

$$\gamma = \frac{L}{v_a} \frac{<v_e Q_i>}{MS} \left(\frac{M}{2e\Phi_0} \right)^{1/2}.$$

Подставив в (3.38) выражение для толщины слоя из (3.20), найдем критическую величину расхода, начиная с которой вероятность ионизации достаточно велика (например, $P \geq 0,5$). Соответствующее значение плотности потока нейтральных атомов, выраженное в $A/\text{см}^2$, равно

$$j_a = \frac{e\dot{m}}{MS} \geq \frac{5 \cdot 10^8 B T_{ан}^{1/2}}{A (<v_e Q_{ea}> <v_e Q_i^{(2)}>)^{1/2}}. \quad (3.39)$$

Например, при $A = 130$ (цезий, ксенон), $B = 0,1$ Тл, $T_{ан} = 10^3$ К, $<v_e Q_{ea}> = 10^{-6} \text{ см}^2/\text{с}$, $<v_e Q_i> \approx 3 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2/\text{с}$ минимальная плотность потока нейтральных атомов $j_a = 240 \text{ МА}/\text{см}^2$. Начиная с соответствующих значений j_a и \dot{m} , в анодном слое ДАД осуществляется эффективная ионизация рабочего вещества.

По аналогии с (3.39) можно получить формулу для оценки критической плотности ионного тока, начиная с которой становится эффективной генерация в ВЕ-разряде двукратно заряженных ионов:

$$j_i^* \approx \frac{B}{A \Phi_0^{1/2} (<v_e Q_{ei}> <v_e Q_i^{(2)}>)^{1/2}}, \quad (3.40)$$

где $Q_i^{(2)}$ — эффективное сечение двукратной ионизации при электрон-ионных столкновениях.

Из формулы (3.40) видно, что переход в режим двукратной ионизации, если рабочее вещество имеет большую атомную массу, происходит при сравнительно невысоких значениях магнитного поля, малых Φ_0 и при достаточно больших расходах.

Численное исследование процессов ионизации в анодном слое выполнено В.С. Ерофеевым и Ю.С. Поповым¹. В их работах показано, что эффективность процессов ионизации в анодном слое зависит от распределения вдоль него магнитного поля. Если магнитное поле нарастает при удалении от анода ($dB/dx < 0$), то генерация ионов заметно ухудшается уже при $B/B_0 \approx 0,3$. Если, напротив, $dB/dx > 0$ (магнитное поле максимально вблизи анода), то генерация ионов происходит удовлетворительно. Это различие объясняется тем, что слишком сильное уменьшение магнитного поля в зоне вблизи анода, где должна происходить интенсивная ионизация нейтральных атомов, ведет к размагничиванию электронной компоненты плазмы, росту поперечной подвижности ($b_1 \sim 1/B^2$) и к быстрому уходу электронов на анод, вследствие чего резко снижается вероятность ионизации.

Эти особенности процессов генерации ионов в ВЕ-разряде, исследованные теоретически, были подтверждены в экспериментах на ускорителях с анодным слоем, работавших в геометрии ионного магнетрона на висмуте и таллии, а затем на двухступенчатых двигателях с анодным слоем. Эксперименты подтвердили, что при соответствующем отношении расхода рабочего вещества и магнитного поля наступает режим интенсивной ионизации. Была подтверждена теоретическая зависимость

¹ Ерофеев В.С., Лесков Л.В. Холловские плазменные ускорители с анодным слоем // Физика и применение плазменных ускорителей. Минск: Наука и техника, 1974. С. 18–47; Жаринов А.В., Попов Ю.С. О режиме ускорения в плазменных ускорителях // Физика плазмы. 1977, Т.3, № 2. С. 376–381.

(3.39) для предельной плотности потока нейтральных атомов. Величина тока ускоренных ионов была близка к расходу, выраженному в токовых единицах. Измерение тормозных характеристик ионного пучка двухступенчатого двигателя с анодным слоем показало, что основная доля ионов образуется в первой ступени двигателя, т.е. в источнике ионов.

Исследование процессов в первой ступени двигателя позволило установить, что ВЕ-разряд в ней может иметь одну из двух модификаций. Первая модификация — сосредоточенный разряд — возникает при относительно высоких значениях разрядного напряжения и малых расходах (при работе на висмуте $U_p \geq 250$ В, $\dot{m} \leq 0,5$ А). При этом разряд в первой ступени является самостоятельным — он горит, когда напряжение на второй ступени отсутствует ($U_y = 0$). Положительный столб разряда стянут в узкую зону непосредственно вблизи анода, а при дальнейшем снижении расхода распадается на отдельные пучки плазмы, примыкающие к отверстиям в аноде, сквозь которые в ускоритель поступает рабочее вещество. Образующаяся плазма неоднородна, ионный пучок расфокусирован и интенсивно бомбардирует стенки разрядной камеры. Эффективность двухступенчатого ускорителя, в котором используется эта модификация разряда в первой ступени, невелика.

Значительно лучше происходят процессы ионизации в случае другой модификации ВЕ-разряда (относительно невысокие разрядные напряжения); разряд не может гореть самостоятельно, необходимо наличие напряжения на второй ступени ускорителя ($U_y > 0$). Положительный столб равномерно распределен по всему объему разрядной камеры. Величина минимального разрядного напряжения, при котором разряд переходит в эту модификацию, зависит от магнитного поля и расхода рабочего вещества. Распределенный ВЕ-разряд в первой ступени двухступенчатого двигателя с анодным слоем обеспечивает его высокую эффективность.

В качестве следующего шага оптимизации процессов генерации ионов в двигателях с анодным слоем представлялось естественным изучить возможности совмещения функций ионизации и ускорения ионов в одном ВЕ-разряде. Априорные теоретические рекомендации при этом носили достаточно общий характер: увеличивая плотность потока нейтралов и снижая величину магнитного поля, обеспечить смещение зоны ионизации к аноду и снизить величину энергии, уносимой электронами на анод, до величины порядка потенциала ионизации. Чтобы эти рекомендации были более конкретными, перепишем формулу (3.37) для вероятности ионизации в виде

$$P = 1 - \exp[-\sqrt{2}(2k\mu + \kappa)], \quad (3.41)$$

где k — коэффициент, характеризующий среднюю скорость ионов ($k < 1$);

$$\mu = \frac{\langle v_e Q_i \rangle n_a L}{\left(\frac{2e\Phi}{M}\right)^{1/2}};$$

$$\kappa = \frac{eE^2}{2} \frac{\langle v_e Q_i \rangle L}{\sqrt{2} v_a e\Phi_0}.$$

Соотношение (3.41) справедливо при условиях, что распределение потенциала вдоль слоя определяется выражением

$$\Phi = \Phi_0 \left(\frac{x}{L}\right)^2,$$

а энергия электронов в слое достаточно велика, чтобы можно было положить

$$\langle v_e Q_i \rangle \approx \text{const.}$$

Обращаясь к формуле (3.20), можем переписать выражения для коэффициентов μ и κ в виде

$$\mu = \frac{n_a \langle v_e Q_i \rangle}{\omega_e} \left(\frac{M \langle v_e Q^* \rangle}{2m \langle v_e Q_i \rangle} \right)^{1/2};$$

$$\kappa = \frac{4 \langle v_e Q_i \rangle}{e v_a} \left(\frac{e\Phi_0}{m} \frac{\langle v_e Q_i \rangle}{\langle v_e Q^* \rangle} \right)^{1/2},$$

где Q^* — эффективное сечение упругих столкновений электронов в плазме.

В табл. 3.1 приведены расчетные значения одноступенчатого двигателя с анодным слоем, при которых для $A = 200$ (висмут) вероятность ионизации близка к единице [28]. В последнем столбце таблицы приведены отношения энергии ионов к разрядному напряжению. Из таблицы видно, что, меняя величину магнитного поля и разрядного напряжения, можно подбирать такие значения параметров μ и κ , при которых вероятность ионизации достаточно велика и ионно-оптические свойства пучка хорошие.

Таблица 3.1

B , Тл	μ	κ	j_a , мА/см ²	L , см	$W_i/e\Phi_0$
0,2	1	0,12	600	0,3	0,64
0,1	1	0,06	300	0,4	0,31
0,01	3	0,006	120	1,75	1,00

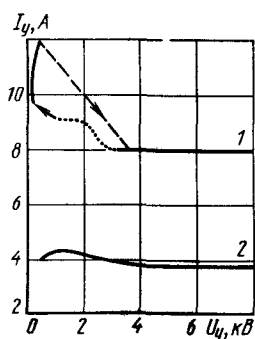
При увеличении расхода и снижении магнитного поля зона ионизации смещается к высоковольтной границе слоя, а энергия ионов приближается к величине, определяемой разрядным напряжением. Отсюда следует, что в одном слое можно добиться разделения зон ионизации и ускорения. Решать задачу создания одноступенчатого ДАС следует путем подбора необходимых значений μ и κ , магнитного поля, расхода и разрядного напряжения.

Однако реализация теоретических рекомендаций по созданию одноступенчатых ДАС на практике оказалась непростой задачей. Одна из причин состояла в том, что генерация ионов в двухступенчатом ДАС наиболее эффективно обеспечивалась при использовании в качестве источника ионов несамостоятельного ВЕ-разряда с распределенным положительным столбом. Для одноступенчатого ДАС эту модификацию разряда, естественно, использовать было нельзя.

В конечном счете трудности удалось преодолеть, используя схему полого анода. Распределение потенциала внутри полого анода обеспечивает эффективную ионизацию нейтральных атомов электронным ударом при одновременном снижении доли ионного тока на стенки разрядной камеры. Полый анод обеспечивает отношение расхода рабочего вещества к разрядному току не менее 0,9, а потери мощности в ускорителе могут определяться главным образом затратами энергии на ионизацию атомов.

3.4. НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЫ В ДАД

Как и во всех ионно-плазменных системах, в двигателях с азимутальным дрейфом могут развиваться различного типа неустойчивости. Возникновение неустойчивости автоматически ведет к росту потерь и значительному снижению КПД двигателей. Поэтому разработчики ЭРД должны хорошо знать условия, при которых плазма разряда или ионный пучок теряют устойчивость, а также способы их стабилизации.



На рис. 3.7 показаны типичные вольт-амперные характеристики двухступенчатого двигателя с анодным слоем. В качестве примера выбран двигатель, работающий на висмуте при $B = 0,2$ Тл и напряжении на разрядной ступени $U_p = 150$ В.

Рис. 3.7. Вольт-амперная характеристика двухступенчатого ДАС:

1, 2 — расход висмута соответственно 17,4 и 8,5 мг/с

Вольт-амперные характеристики ДАС состоят из трех характерных участков: 1) области, где ток во второй ступени практически не зависит от напряжения; 2) области с отрицательным наклоном вольт-амперной характеристики; 3) области низковольтного режима, в котором ток I_y падает с уменьшением напряжения U_p .

Как показывают эксперименты, эффективность двигателя максимальна в первом из этих случаев, который поэтому называют нормальным ускорительным режимом. При переходе во вторую или третью области ток ускоряющей ступени значительно превышает расход, пучок ионов при этом расфокусирован. Поскольку вследствие этого эффективность ускорения сильно снижается, такие режимы работы двигателя называют аномальными.

Механизм перехода ДАС в аномальный режим связан с развитием в системе неустойчивостей. Эксперименты показали, что в области низких напряжений U_y ионный пучок становится неустойчивым, в пролетном пространстве возникает виртуальный ионный эмиттер, что приводит к динамической декомпенсации объемного заряда и периодическому запираению ионного пучка. Виртуальный эмиттер частично отражает пучок ионов. Путем исследования пульсаций в пучке на различных расстояниях от среза двигателя была измерена скорость распространения возмущения в пучке, которая оказалась порядка $(3 - 5) \cdot 10^5$ см/с, т.е. намного меньше скорости ионов.

Возникновение виртуального эмиттера связано с недостатком электронов, необходимых для подавления флуктуаций потенциала в ионном пучке вследствие его электростатической неустойчивости. Как показал анализ, условие неустойчивости пучка по отношению к возникновению ионного эмиттера можно записать в виде

$$j_i \leq j_i^* \frac{\epsilon}{\pi} \left(\frac{2e}{M} \right)^{1/2} \frac{U_y^{5/2}}{h^2 T_e}, \quad (3.42)$$

где ϵ — относительная плотность вторичной плазмы; h — высота ускорительного канала. Справедливость этого критерия была проверена экспериментально.

Чтобы проверить предположение о влиянии электронов на устойчивость ионного пучка, в пролетном пространстве вдоль пучка устанавливались прямонакальные катоды. Можно было предположить, что поступление с них электронов в пучок подавляет ионный эмиттер и обратный ток ионов исчезает. Эксперименты подтвердили это предположение. Включение эмиссионных катодов при работе двухступенчатого ДАС в низковольтном режиме привело к уменьшению амплитуды пульсаций в несколько раз и к улучшению фокусировки ионного пучка.

В высоковольтном ускорительном режиме ДАС также наблюдаются пульсации тока пучка, происходящие с частотой несколько десятков

килогерц. Однако эти пульсации развиваются не в пролетном пространстве, а в самом анодном слое. Эти пульсации связаны с периодическим сбросом электронов вдоль силовых линий магнитного поля. Изменение холловского тока (3.12), обусловленное этим сбросом, в соответствии с той же формулой приводит к модуляции плотности ионного тока.

После того как произошел сброс электронов в результате процессов ударной ионизации нейтральных атомов, интенсивность которых определяется формулой (3.39), происходит постепенное нарастание концентрации электронов и соответственно плотности ионного тока. Однако поскольку скорость ионизации в слое значительно выше, чем в пролетном пространстве за срезом двигателя, через некоторое время снова возникает динамическая декомпенсация ионного пучка и весь цикл повторяется. Механизм возникновения ионного эмиттера и связанного с ним местного максимума потенциала состоит, таким образом, в том, что пролетное пространство оказывается не в состоянии пропускать ионный ток, быстро возрастающий за счет генерации ионов в анодном слое. Процесс формирования виртуального эмиттера заканчивается, когда минимум потенциала между анодом и местным максимумом ("горбом") приближается к катодному потенциалу.

Таким образом, динамическая декомпенсация ионного пучка и возникновение виртуального эмиттера представляют собой один из механизмов, ведущих к снижению эффективности двухступенчатого ДАС в области низких напряжений на ускорительной ступени U_y . Связанные с этим механизмом электростатические колебания наблюдаются и в том случае, когда соблюдается условие устойчивости ионного пучка (3.42); их интенсивность в этом случае, разумеется, невелика.

Для исследования роли динамической декомпенсации ионного пучка в этом режиме были выполнены измерения потенциала пучка вдоль его оси. Было установлено, что в первый момент после возникновения возмущения наблюдается скачкообразный рост потенциала вблизи ускоряющего слоя на несколько сотен вольт, а при движении возмущения вдоль пучка этот скачок потенциала снижается примерно на порядок. Демпфирование электростатического возмущения и затухание ионного эмиттера можно связать с периодическим ослаблением разряда в первой ступени, следствием чего является падение плотности ионного тока и автоматический возврат к соблюдению условия устойчивости (3.42).

Рассмотренный механизм развития неустойчивостей в двигателях с анодным слоем не является единственным. Эксперименты показали, что в двухступенчатых ДАС более значительное влияние на устойчивость ионного пучка оказывает режим ВЕ-разряда в первой ступени.

Как отмечалось в разд. 3.3, оптимальным является самостоятельный разряд в источнике ионов. В этом случае эффективность ускорения остается высокой в диапазоне $U_y > U_y^*$, а при более низких значениях

U_y характеристики двигателя ухудшаются. Критическое напряжение U_y^* зависит от магнитного поля, давления остаточного газа в испытательном стенде, разрядного напряжения, а также от конструкции ускорителя. При $U_y < U_y^*$ двигатель переходит в аномальный режим. Снизить значение U_y^* можно, если включить катод-компенсатор. Минимальное значение U_y^* составляет около 1 кВ.

На рис. 3.8 приведены зависимости тока разрядной ступени I_p , тока I_{Π} на приемник ионного пучка, установленный вне двигателя, и тока I_3 на экраны, установленные по сторонам пучка, а также колебаний тока на приемник \tilde{I}_{Π}/I_{Π} от величины U_y в области неустойчивой работы двигателя ($U_y < U_y^*$). Видно, что возрастание разрядного тока сопровождается перераспределением тока между приемником пучка и экранами, что свидетельствует о расфокусировке ионного пучка. Одновременно в несколько раз возрастает уровень пульсаций тока ускоренных ионов.

На рис. 3.9 приведены осциллограммы токов I_{Π} и I_3 . Колебания носят нерегулярный характер, а амплитуда импульсов тока на приемник достигает 3 — 4 А при средней величине тока около 1 А. Частота колебаний составляет несколько кГц. На импульсах тока на экраны наблюдаются отрицательные выбросы, обусловленные сбросом электронов из анодного слоя и пролетного пространства вдоль силовых линий магнитного поля. В промежутках между импульсами ионный ток на приемник близок к нулю, т.е. разряд почти прекращается.

Поскольку разряд в первой ступени ДАС является самостоятельным, для его поддержания требуется поток электронов со стороны вто-

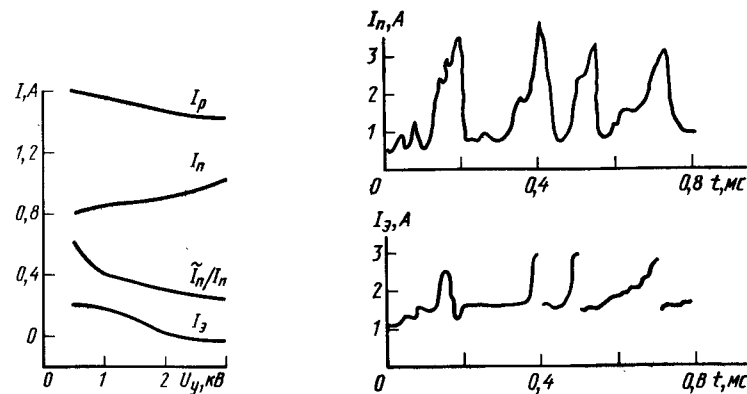


Рис. 3.8. Характеристики двигателя с анодным слоем и на висмуте: I_{Π} — ток на приемник; I_3 — ток на экраны; I_p — разрядный ток; I_{Π} — переменная компонента I_{Π} , ($B = 0,01$, $U_p = 150$ В)

Рис. 3.9. Осциллограммы токов на приемник I_{Π} и экраны I_3

рой ступени. Вследствие периодического погасания разряда в первой ступени одновременно должно происходить перераспределение генерации ионов между обеими ступенями двигателя. Все это в конечном счете и ведет к ухудшению характеристик двигателя в области $U_y < U_y^*$.

Механизм раскочки низкочастотных колебаний в ДАС в области $U_y < U_y^*$ состоит в следующем. Когда в силу сброса электронов из ускоряющего слоя поток электронов со стороны второй ступени в первую оказывается ниже некоторой пороговой величины I_0 , разряд в источнике гаснет. Из первой ступени на высоковольтную границу ускоряющего слоя начинают поступать не ионы, а нейтральные атомы, и вблизи этой границы начинается их ионизация. Постепенно нарастает обратный ток электронов в первую ступень, и когда его величина вновь достигает критического значения I_0 , в первой ступени опять зажигается разряд. Поток ионов из первой ступени во вторую увеличивается, и соответственно снижается обратный поток электронов. Весь цикл, таким образом, повторяется. Поскольку сброс электронов вдоль магнитного поля во второй ступени зависит от случайных факторов, возникающие в системе колебания носят нерегулярный характер.

Оценки показывают, что после очередного погасания разряда в первой ступени за время между последующими импульсами фронт нейтральных атомов успевает пройти 35 см. Поскольку длина разрядной камеры около 1,5 см, ясно, что основная часть рабочего вещества должна ионизоваться во второй ступени ДАС. С этим связано также значительное превышение амплитуды колебаний ионного тока по отношению к средней величине.

Один из способов стабилизации частоты и формы колебаний состоит во введении в первую ступень термокатодов.

Если процессы, ведущие к неустойчивости пучка в двухступенчатых ДАС, изучены с достаточной полнотой, то исследование колебаний в одноступенчатых двигателях не вполне завершено. Типичная зависимость относительной амплитуды пульсаций разрядного тока $\Delta \tilde{I}_p / I_p$ от расхода и разрядного напряжения в диапазоне частот до 1 МГц показана на рис. 3.10. Относительная амплитуда колебаний разрядного тока не превышает нескольких процентов. Наиболее существенный результат выполненных исследований состоит в том, что ионный пучок в одноступенчатом ДАС сохраняет устойчивость в широком диапазоне управляющих параметров.

В некоторых режимах работы одноступенчатого ДАС, например, в области больших расходов, наблюдался сравнительно высокий уровень колебаний разрядного тока $(\Delta \tilde{I}_p / I_p)_{\max} \approx 0,3$ в диапазоне частот от единиц до десятков килогерц [29]. Амплитуда колебаний разрядного напряжения во всем исследованном диапазоне не превышала десятых долей процента. С целью стабилизации колебаний по I_p в предельных режимах применялись различные способы. Удовлетворительные резуль-

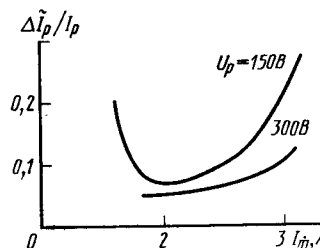


Рис. 3.10. Зависимость амплитуды пульсаций разрядного тока $\Delta \tilde{I}_p / I_p$ от расхода I_m , выраженного в токовых единицах, при $U_p = 150$ и 300 В

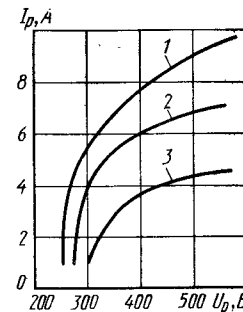


Рис. 3.11. Вольт-амперные характеристики ускорителя с замкнутым дрейфом электронов и протяженной зоной ускорения на аргоне:
1, 2, 3 — расход 3,1; 2,3 и 1,3 м/г соответственно

таты дало размещение последовательно за срезом модели двух катодов-компенсаторов, уровень колебаний снизился при этом в 3 — 6 раз во всем диапазоне значений расхода, магнитного поля и разрядного напряжения. Было исследовано также влияние на колебательные процессы системы электропитания и, в частности, введения дополнительных реактивных элементов (индуктивностей и емкостей). Эксперименты показали, что при правильном подборе параметров системы не наблюдается существенных колебаний разрядного тока.

Обратимся к анализу колебаний в случае двигателей с азимутальным дрейфом и протяженной зоной ускорения. На рис. 3.11 показана типичная вольт-амперная характеристика такого двигателя. В качестве примера выбран ускоритель аргонной плазмы, работающей при $B = 5,3 \cdot 10^{-2}$ Тл, исследованный А.И. Морозовым¹. Сравнивая рис. 3.4 и 3.11, нетрудно заметить, что искусственное растяжение ВЕ-разряда ведет к существенной перестройке его вольт-амперной характеристики. Во-первых, вольт-амперная характеристика теперь становится растущей, разрядный ток возрастает с увеличением напряжения. Во-вторых, ток не равен расходу. Пока

$$I < \frac{e}{m} \dot{m}, \quad (3.43)$$

увеличение напряжения приводит к росту тока, так как подводимая

¹ Морозов А.И., Есипчук Ю.В., Тилинин Г.Н. Экспериментальное исследование плазменного ускорителя с замкнутым дрейфом электронов и протяженной зоной ускорения ЖТФ, 1972, Т. 42, вып. 1, С. 54–60.

к ускорителю мощность расходуется на дополнительную генерацию ионов.

Когда разрядный ток начинает превышать расход

$$I > \frac{e}{M} \dot{m}, \quad (3.44)$$

разряд переходит в режим полной ионизации, в котором ток практически перестает увеличиваться по мере дальнейшего роста напряжения. Этот режим, однако, принципиально отличается от нормального ускорительного режима ДАС: разрядный ток заметно превышает расход, изменение которого ведет к изменению разрядного напряжения.

Растяжение ВЕ-разряда приводит к значительному возрастанию роли колебаний и неустойчивостей в ускорителе. Суммируя результаты исследований [11, 28], отмечаем, что для ускорителя с замкнутым дрейфом электронов и протяженной зоной ускорения характерно наличие пяти основных типов колебаний.

1. Контурные колебания — продольные колебания с частотой 1 — 5 кГц. Механизм их возникновения связан с неустойчивостью положения зоны ионизации. Колебания этого типа можно подавить путем подбора магнитного поля, рабочего напряжения и других параметров, а также параметров системы электропитания.

2. Ионизационные колебания, частоты которых лежат в диапазоне десятков — сотен килогерц. Эти колебания обусловлены азимутальной волной ионизации, бегущей в направлении электрического дрейфа электронов. Механизм возникновения этой ионизационной волны подобен известному явлению магнитных страт. Неустойчивость типа ионизационной волны возникает в положительном столбе ВЕ-разряда, начиная с некоторого критического значения параметра

$$K_i = \frac{IB}{m}. \quad (3.45)$$

С дальнейшим ростом этого параметра амплитуда пульсаций непрерывно возрастает, достигая 15 — 25 % от разрядного напряжения. На участке насыщения разрядного тока (условие (3.44)) интенсивность этих колебаний относительно невелика.

Функция распределения электронов в области спицеобразной волны ионизации отличается от максвелловской. Типичные значения электронной температуры и концентрации в области "спицы", согласно измерениям, составляют 3 эВ и $7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, а вне этой области — 9 эВ и $3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ соответственно.

Как теоретически показал А.И. Морозов и как это подтверждено в экспериментах [11], образование в ускорителе низкочастотной враща-

тельной неустойчивости ("спицы") чувствительно по отношению к геометрии магнитного поля в системе. Эту неустойчивость можно стабилизировать, используя фокусирующее магнитное поле, когда его величина возрастает от анода по направлению к срезу ускорителя:

$$\frac{\partial B}{\partial x} > 0. \quad (3.46)$$

3. Пролетные колебания с характерной частотой от 100 кГц до 10 МГц. Центр тяжести частот этих колебаний соответствует пролетному времени иона

$$f_0 \approx \frac{1}{\tau_0} \approx \frac{v_i}{L}.$$

Амплитуда пролетных колебаний может достигать 20 — 30 % величины среднего поля в плазме. Потенциал плазмы и плотность частиц пульсируют по длине ускорителя синхронно, однако в азимутальном направлении эти колебания асимметричны, что приводит к возникновению переменных электрических полей E_φ . Механизм возникновения пролетных колебаний может быть связан с различными факторами: взаимодействием ионного пучка со стенками, возникновением магнитно-звуковых колебаний и др.

4. Высокочастотные колебания в диапазоне 1 — 100 МГц. Это — гибридные азимутальные волны, которые возбуждаются в выходной зоне ускорителя, где существует отрицательный градиент магнитного поля.

5. СВЧ-колебания (несколько ГГц). Эти колебания соответствуют лэнгмюровским частотам при концентрации электронов порядка 10^{10} — 10^{11} см^{-3} . Возникновение этих колебаний связано с образованием электронных слоев в плазме и формированием потоков быстрых надтепловых электронов, направленных как вдоль, так и поперек силовых линий магнитного поля (см. статью К.П. Кирдяшева в работе [29]). Применение в качестве рабочих веществ щелочных металлов (литий, цезий), обладающих низкими потенциалами ионизации, позволяет ограничить интенсивность СВЧ-колебаний на тепловом уровне. При использовании рабочих веществ с высоким потенциалом ионизации (аргон, азот) в области предельных режимов интенсивность СВЧ-колебаний возрастает на 2 — 3 порядка.

Отличительная особенность ускорителей с протяженной зоной ускорения — наличие достаточно интенсивных колебаний практически во всех диапазонах параметров. Наличие колебаний приводит к тому, что проводимость плазмы поперек магнитного поля определяется уже не диффузионными, а другими, намного более сильными механизмами. Вслед-

ствие этого доля обратного электронного тока значительно превышает значение, рассчитанное по формуле (3.7), и согласно данным экспериментов может достигать 20 — 80 % разрядного тока.

Доля обратного электронного тока в ускорителях с протяженной зоной ускорения зависит от величины и структуры магнитного поля. Если при фиксированном расходе увеличивать магнитное поле, то в начале разрядное напряжение падает, а ток возрастает, но при достижении некоторого критического значения магнитного поля дальнейшие изменения I и U становятся практически несущественными. Это так называемый эффект магнитного насыщения [28]. В области малых магнитных полей (100 — 200 Гс) обратный электронный ток может достигать 0,8 I , а с переходом в область магнитного насыщения — снижается до 0,35 I .

Как показал А.И. Морозов [23], использование структуры магнитного поля с положительным продольным градиентом (условие (3.46)) позволяет стабилизировать мелкомасштабные возмущения плазмы. Рассмотрены также и другие способы снижения интенсивности колебаний в ускорителях с протяженной зоной ускорения (размещение вдоль канала эмитирующих электродов, кибернетическая стабилизация путем управляющих воздействий на разряд на основе измерения ионного тока и плотности частиц и т.д.). Однако все эти способы ведут к значительному усложнению ускорителя и мало эффективны.

Наиболее радикальный способ стабилизации процессов в ускорителе с диэлектрическими стенками предложен Ю.В. Есипчуком и другими¹ и состоит в предельном переходе к нормальному ускорительному режиму с короткой зоной ускорения. В этой работе показано, что если в ускорителе, обладающем диэлектрическими стенками, использовать магнитное поле с большим продольным градиентом, то протяженность зоны ВЕ-разряда сократится до величины, определяемой формулой (3.20). В спектре колебаний при этом исчезли широкополосные колебания пролетного типа и остались лишь крупномасштабные колебания в диапазоне 10 — 15 кГц, аналогичные тем, которые наблюдаются в ДАС. Величина обратного электронного тока в этом режиме также резко упала. Таким образом, этот ускоритель фактически работал в режиме с анодным слоем, когда колебания имели минимальный уровень и оказывали наименьшее воздействие на эффективность ускорения.

¹ Есипчук Ю.В., Левченко Ю.В., Михайличенко В.А. и др. Ускоритель с замкнутым дрейфом электронов и с большим градиентом магнитного поля // Материалы II Всесоюзной конференции по плазменным ускорителям. Минск. Институт физики АН БССР, 1973, С. 8—9.

3.5. ЭФФЕКТИВНОСТЬ УСКОРЕНИЯ ИОНОВ

Рассмотрим факторы, которые могут ограничивать КПД двигателей с азимутальным дрейфом в оптимальном режиме анодного слоя. Потери энергии ионного пучка можно оценить с помощью КПД ускорения

$$\eta_y = \frac{m v_i^2}{2 N_{эл}}, \quad (3.47)$$

где $N_{эл}$ — электрическая мощность, потребляемая двигателем.

Электрическая энергия расходуется также на подогрев системы подачи рабочего вещества, на питание электромагнитов, катода-компенсатора и для некоторых других целей. Однако если для простоты анализа пренебречь всеми этими видами затрат энергии, то можно принять $N_{эл} = N_y$. В этом случае $\eta_y = \eta_t$. Предположим также, что в первом приближении факторы, определяющие потери энергии в системе, не зависят друг от друга. Тогда

$$\eta_y = \prod_k \eta_k, \quad (3.48)$$

где η_k — частные коэффициенты потерь энергии.

Рассмотрим последовательно основные из этих факторов.

1. Азимутальная закрутка ионов. Допустим, что силовые линии магнитного поля имеют только радиальную компоненту, причем неоднородностью магнитного поля по радиусу можно пренебречь, т.е.

$$\frac{\Delta B_r}{B_r} \approx \frac{\Delta r}{r} \ll 1,$$

где $\Delta r = r_2 - r_1$, r_2 и r_1 — наружный и внутренний радиусы кольцевого зазора в двигателе; $\bar{r} = \frac{r_1 + r_2}{2}$.

В этом случае относительная величина потерь энергии вследствие закрутки ионного пучка составляет

$$\eta_1 = \frac{v_{ix}^2}{v_{ix}^2 + v_{\phi}^2}. \quad (3.49)$$

Записывая уравнения движения типичного иона в азимутальном направлении

$$M v_{ix} \frac{d v_{i\phi}}{dx} = e v_{ix} B$$

и интегрируя его вдоль слоя, находим для угла расходимости пучка

$$\vartheta \approx \frac{v_{i\varphi}}{v_{ix}} \Big|_{x=L^*} \approx \frac{L^*}{R_{ci}}, \quad (3.50)$$

где L^* — протяженность области с магнитным полем. При подстановке (3.50) в (3.49) получаем

$$\eta_1 = \frac{1}{[1 + (L^*/R_{ci})^2]}. \quad (3.51)$$

Если, например, $A = 130$ (ксенон, цезий), $v_{ix} = 5 \cdot 10^6$ см/с, $B = 10^{-1}$ Тл, $L^* \approx 5$ см. то $\vartheta \approx 8 \cdot 10^{-2}$ рад, $\eta_1 \approx 0,994$. Однако при некоторых других условиях (легкие рабочие вещества, малые скорости) эффект закрутки ионного пучка может оказаться более существенным. Если в том же примере $v_{ix} = 10^6$ см/с, то $\vartheta \approx 0,38$ рад и $\eta_1 = 0,87$.

На некотором расстоянии от ускорителя азимутальная закрутка потока ионов приводит к расходимости пучка на угол ϑ . При ограниченной длине ионного пучка эту расходимость можно в значительной мере компенсировать, придавая соответствующий наклон силовым линиям магнитного поля (см. (3.6)). В результате в ускоряющем слое появится радиальная компонента электрического поля, корректирующая фокусировку ионного пучка.

2. Ионно-оптические aberrации. Несовершенство ускоряющих и фокусирующих свойств ВЕ-слоя, или его ионно-оптические aberrации, также ведут к снижению КПД. Если, $B_r \sim 1/r$, то по высоте слоя его протяженность будет неоднородной: $L(r) \sim r$. Для высоты слоя Δr происходит набег разности толщин

$$\Delta L \approx \frac{\bar{L} \Delta r}{\bar{r}}.$$

В результате можно было бы ожидать появления радиальной компоненты электрического поля

$$\bar{E}_r = E_x \frac{\bar{L}}{\bar{r}} \approx \Phi_0 / \bar{r}. \quad (3.52)$$

Однако поскольку стенки канала двигателя эквипотенциальны, то суммарная эффективная сила, действующая на электроны в радиальном направлении, должна быть равна нулю.

Рассмотрим компоненты этой аксиальной силы, которые возникают в неоднородном магнитном поле. Во-первых, это центробежная сила

$$f_1 \approx \frac{mv_c^2}{\bar{r}} \cos \alpha \approx \frac{e\Phi_0}{\bar{r}} \cos \alpha,$$

где $v_0 = E/B$ — дрейфовая скорость; α — угол между силовыми линиями магнитного поля и осью двигателя.

Во-вторых, это сила, действующая на диамагнитный момент электрона в неоднородном по высоте магнитном поле,

$$f_2 \approx -\mu \nabla B = \frac{mv_{e\perp}^2}{2B} \nabla B \approx \frac{e\Phi_0}{B} \nabla B \sim \frac{e\Phi_0}{\bar{r}},$$

где $\mu = \frac{mv_{e\perp}^2}{2B}$ — диамагнитный момент электрона.

В-третьих, это сила, обусловленная градиентом электронного давления по высоте слоя,

$$f_3 \approx -\frac{\nabla p_{er}}{n_e} \approx -e T_{er} \frac{\nabla_r n_e}{n_e}.$$

Поскольку, как было отмечено, суммарная сила, которая действует вдоль радиуса на электроны, равна нулю, то, объединяя эти выражения, получаем

$$f_1 + f_2 + f_3 = 0$$

или

$$E_r(r) = \frac{1}{e} (f_1 + f_2 + f_3) \approx \frac{\Phi_0}{\bar{r}} (1 + \cos \alpha) - \frac{T_{er} \nabla_r n_e}{n_e} = 0. \quad (3.53)$$

Из выражения (3.53) следует, что в слое не существует среднего радиального поля, определяемого формулой (3.52), а действительное распределение поля по высоте слоя носит значительно более сложный характер. Если, в частности,

$$T_{er} \gg e\Phi_0 \frac{\Delta r}{\bar{r}},$$

то из (3.53) следует, что поле E_r является знакопеременным, иными словами, в части слоя оно может фокусировать пучок, а в другой — вести к его расфокусировке.

Оценим с помощью формулы (3.53) возможную угловую расходимость пучка за счет соответствующих ионно-оптических aberrаций:

$$\beta \approx \frac{E_r}{E_x} \approx \frac{T_{er}}{\Delta r} \frac{L}{e\Phi_0} \sim \frac{L}{\bar{r}}. \quad (3.54)$$

Сравнивая (3.50) и (3.54), получаем

$$\frac{\beta}{\vartheta} \approx \frac{L}{\bar{r}} \frac{R_e}{L^*} \sim \frac{R_{ei}^2}{\bar{r}L^*} \sqrt{\frac{m}{M}}. \quad (3.55)$$

Принимая $M = 130$, $v_i = 5 \cdot 10^6$ см/с, $\bar{r} \approx L^* \approx 5$ см, находим $\beta/\nu \sim 5$, иными словами, расходимость пучка за счет ионно-оптических aberrаций может быть одного порядка с расходимостью, обусловленной закруткой ионов.

Влияние юстировки магнитного поля в зоне анода на эффективность ускорения особенно подробно исследовано Н.А. Кервалишвили на примере систем с вакуумным ВЕ-разрядом [17], где, в частности, было показано, что характеристики ускорителя значительно зависят от точности ориентации анода по магнитному полю. Анализ экспериментальных данных позволил ввести для описания степени разъюстировки ускорителя безразмерный параметр

$$\gamma = \frac{\alpha_1 \Delta r}{L} \sim \frac{B \Delta r}{\Phi_0^{1/2}} \alpha_1, \quad (3.56)$$

где α_1 — угол между силовыми линиями магнитного поля и осью анода.

К тому же результату ведут и другие нарушения конфигурации анода, например, выступы на его поверхности.

3. Краевые эффекты. На границах ионного пучка могут возникать скачки потенциала, приводящие к его расходимости. Рассмотрим граничную область ионного пучка, в которой концентрация ионов падает настолько, что происходит переход к вакуумному режиму ВЕ-разряда. Концентрация электронов в этой области определяется формулой (3.27), а холловский ток — формулой (3.28). В центральной квазинейтральной области разряда холловский ток определяется формулой (3.12), а концентрация электронов

$$n_e \approx n_i(x) + n_e^*. \quad (3.57)$$

Считая распределение электронов в поперечном сечении пучка бальмановским, запишем для скачка потенциала на границах пучка выражение

$$\Delta\Phi \approx T_{er} \ln\left(1 + \frac{\bar{n}_i}{n_e^*}\right), \quad (3.58)$$

где \bar{n}_i — средняя концентрация ионов в разряде, равная

$$\bar{n}_i \approx \frac{j_i}{e \left(\frac{2e\Phi_0}{M} \right)^{1/2}}. \quad (3.59)$$

Обращаясь к формуле (3.29) для плотности вакуумного ионного тока, запишем выражение

$$j_i^* \approx n_e^* e v_i \approx \frac{m \omega_e^2}{e} \frac{v_i}{v_e} \left(\frac{2e\Phi_0}{M} \right)^{1/2}$$

и с его помощью перепишем формулу (3.58) в виде

$$\Delta\Phi^* \approx T_{er} \left(1 + \frac{j_i}{j_i^*} \right). \quad (3.60)$$

Если $j_i = \text{const}$, то в соответствии с (3.59) концентрация ионов падает с ростом напряжения. В свою очередь, в соответствии с (3.12) и (3.10) это означает, что квазинейтральный холловский ток будет расти как $\Phi_0^{1/2}$. С другой стороны, из (3.28) следует, что вакуумный холловский ток пропорционален Φ_0 . При некотором критическом значении $\Phi_0 = \Phi_0^*$ оба холловских тока — квазинейтральный и вакуумный — становятся равными между собой:

$$I_H^* = I_H \approx j_i R_{ci}; \quad j_i \approx j_i^*. \quad (3.61)$$

Соответствующее критическое значение потенциала равно

$$\Phi_0^* = \left[\frac{j_i}{\frac{m \omega_e^2}{e} \frac{v_i}{v_e} \left(\frac{2e}{M} \right)^{1/2}} \right]^{1/2}. \quad (3.62)$$

При соблюдении условия (3.61) получаем из (3.60) предельный граничный скачок потенциала

$$\Delta\Phi_0^* \approx T_{er} \ln 2 \approx 0,7 T_{er}. \quad (3.63)$$

Отношение радиальной и продольной компонент скорости ионов на границе пучка равно

$$\frac{v_{ir}}{v_{ix}} \approx \sqrt{\frac{\Delta\Phi_0}{\Phi_0}} \approx \left[\frac{T_{er}}{\Phi_0} \left(1 + \frac{j_i}{j_i^*} \right) \right]^{1/2}. \quad (3.64)$$

Из формул (3.63) и (3.64) следует, что при фиксированной плотности ионного тока и $\Phi_0 \geq \Phi_0^*$ краевые эффекты слабо влияют на расхо-

димось ионного пучка, а по мере дальнейшего роста его фокусировка улучшается.

4. Азимутальная неоднородность ВЕ-разряда. Неоднородность разряда в направлении азимутального дрейфа электронов может быть вызвана различными причинами: неравномерностью подачи рабочего вещества по азимуту и связанной с ней неравномерностью плотности ионного тока $j_i(\varphi)$, флуктуациями j_i по времени, азимутальной неоднородностью магнитного поля и т.д.

Из формулы (3.12) следует, что азимутальный холловский ток должен быть согласован с плотностью ионного тока:

$$I_H(\varphi) \approx j_i(\varphi) R_{ci}.$$

Допустим, что плотность ионного тока меняется в азимутальном направлении как

$$j_i(\varphi) = j_i + \Delta j_i \sin 2\pi \frac{\varphi}{\Delta \varphi_j},$$

где $\Delta \varphi_j$ — угловой масштаб неоднородности тока $\Delta j/j$.

Скорость нарастания дрейфового тока ограничена частотой ионизирующих столкновений электронов с нейтральными атомами, иными словами,

$$\frac{dI_H}{I_H} \leq n_a Q_i \bar{r} d\varphi,$$

или после интегрирования

$$I_H(\varphi) = I_H^0 e^{\varphi / \Delta \varphi_H}, \quad (3.65)$$

где I_H^0 — среднее значение холловского тока; $\Delta \varphi_H$ — азимутальный масштаб его изменения:

$$\Delta \varphi_H = \frac{1}{n_a Q_i \bar{r}}.$$

Если, например, $n_a \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $Q_i \approx 10^{-16} \text{ см}^2$, $\bar{r} = 5 \text{ см}$, то $\Delta \varphi_H \approx 200$. Разлагая в этом случае правую часть (3.65) в ряд, получаем для флуктуаций холловского тока

$$I_H(\varphi) \approx I_H^0 \left(1 + \frac{\varphi}{\Delta \varphi_H} \right)$$

или для изменения холловского тока на участке $\varphi = \Delta \varphi_j$

$$\frac{\Delta I_H}{I_H^0} \leq \frac{\Delta \varphi_j}{\Delta \varphi_H}. \quad (3.66)$$

Сравнивая формулы (3.12) и (3.66), видим, что допустимая величина флуктуаций плотности ионного тока, при которой еще происходит процесс самосогласования холловского тока, равна

$$\frac{\Delta j}{j_i^0} < \frac{\Delta \varphi_j}{4 \Delta \varphi_H}. \quad (3.67)$$

Полагая $\Delta \varphi_H \approx 200$, $\Delta \varphi_j = 2\pi$, получаем

$$\frac{\Delta j}{j_i^0} < 10^{-2},$$

иными словами, требования к азимутальной однородности плотности ионного тока довольно жесткие.

Точно также можно оценить требования к величине допустимых флуктуаций j_i по времени. Эта величина в конечном счете тоже определяется скоростью ионизационных процессов. Например, при $n_a \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $Q_i \approx 10^{-16} \text{ см}^2$ и $v_e \approx 10^8 \text{ см/с}$ характерное время изменения степени ионизации порядка 10^{-5} , т.е. достаточно мало даже по сравнению с полетным временем.

5. Затраты энергии на ионизацию и излучение. Этот вид потерь можно учесть с помощью коэффициента

$$\eta_s = \frac{1}{1 + \epsilon_i / W_K}, \quad (3.68)$$

где W_K — кинетическая энергия ускоренного иона; ϵ_i — энергетическая "цена" его образования.

Полагая для оценки $A = 130$, $v_i = 5 \cdot 10^6 \text{ см/с}$, $W_K \approx 1600 \text{ эВ}$ и $\epsilon_i \approx 50 \text{ эВ}$ (см. разд. 3.3), находим $\eta_s = 0,97$. Однако с уменьшением скорости, например, до 10^6 см/с эта величина заметно снижается: $\eta_s = 0,56$.

В ускорителях с протяженной зоной ускорения значительной величины могут достичь радиационные потери плазмы. Согласно прямым измерениям, выполненным С.Н. Асхабовым и др. [29] для ускорителя, работавшего на ксеноне при мощности разряда 13 кВт и расходе ксенона 20 мг/с, радиационные потери из плазмы составляли 2,9 кВт, т.е. 14%.

6. Неравномерность генерации ионов по длине ВЕ-слоя. Если $f(v)$ — функция распределения ионов по скоростям на выходе двигателя, то коэффициент

$$\eta_6 = \frac{\int v f(v) dv}{\int f(v) dv \int v^2 f(v) dv} \quad (3.69)$$

Различие скоростей ионов может быть обусловлено различием их точек старта по длине ускоряющего слоя.

Если покидающее двигатель рабочее вещество состоит из нескольких групп ионов, каждая из которых имеет массу \dot{m}_k и среднюю скорость v_k , то формуле (3.69) можно придать вид

$$\eta_6 = \frac{(\sum_k \dot{m}_k v_k)^2}{\dot{m} (\sum_k \dot{m}_k v_k^2)}, \quad (3.70)$$

где $\dot{m} = \sum_k \dot{m}_k$.

Если, например, половина ионов покидает двигатель со скоростью v , а другая — со скоростью $2v$, то $\eta_6 = 0,90$. Если все ионы образуются вблизи высоковольтной границы слоя, но половина из них однозарядные, а другая половина — двухзарядные, то $\eta_6 = 0,96$.

7. Обратный электронный ток. Учесть влияние обратного электронного тока на эффективность ускорения можно с помощью коэффициента

$$\eta_7 = \frac{1}{1 + j_{ex} l_{ix}} \quad (3.71)$$

В приближении классической диффузии плотность обратного электронного тока оценивается формулой (3.7); коэффициент в этом случае мало отличается от единицы. Однако вследствие неустойчивостей различного типа в двигателях с азимутальным дрейфом доля обратного электронного тока может значительно возрасти (см. разд. 3.4). Если, например, эта доля составляет около 0,5 — типичное значение для режимов с протяженной зоной ускорения, — то $\eta_7 \approx 0,67$.

Как отмечалось в разд. 3.4, резкое возрастание обратного электронного тока в ускорителях с замкнутым дрейфом может быть обусловлено различными механизмами (неустойчивости плазмы ВЕ-разряда, ведущие к аномальной проводимости поперек магнитного поля, явление пристеночной проводимости, наблюдающееся в ускорителях с диэлектрическими стенками). Кроме этого, могут существовать и другие факторы, также ведущие к росту обратного электронного тока. К их числу относятся прежде всего факторы, обусловленные нарушениями конфигурации ускорителя. Рассмотрим их более подробно.

Первый из таких факторов — абберация магнитной системы двига-

теля. Например, наличие даже небольшой аксиальной компоненты магнитного поля ($B_x \approx 0,01 B_r$) изменяет фокусировку ионного пучка под действием силы $j_\phi B_r$. Из-за высокой подвижности электронов это может в свою очередь привести к возрастанию доли обратного электронного тока.

Другой фактор — азимутальная неоднородность ускоряющего слоя. Если, в частности, электрическое поле неоднородно в азимутальном направлении, то возможен дополнительный дрейф электронов вдоль оси

$$\tilde{j}_{ex} \approx n_e e \frac{\tilde{E}_\phi}{B},$$

где \tilde{E}_ϕ — азимутальная компонента неоднородного электрического поля.

Одна из реальных причин азимутальной неоднородности ВЕ-слоя может состоять в непостоянстве по азимуту расхода рабочего вещества или плотности ионного тока (см. п. 4). Вследствие непрерывности холловского тока и в соответствии с формулой (3.12) имеем

$$I_H \approx j_{e\phi} L \approx j_i R_{ci} \approx \text{const.}$$

Это условие означает, что на участках, где холловский ток оказывается ниже величины $j_i R_{ci}$, слой будет отходить от источника ионов. В результате на этих участках будет наблюдаться расфокусировка пучка, сопровождающаяся повышенной бомбардировкой стенок и соответствующим локальным возрастанием $j_{ex}(\phi)$.

На участках слоя, где соблюдается обратное условие

$$I_H > j_i R_{ci},$$

фокусировка пучка улучшается и значение $j_{ex}(\phi)$ снижается. Таким образом, при азимутальной неоднородности расхода или ионного тока границы слоя оказываются гофрированными, а величина обратного электронного тока неоднородной в азимутальном направлении.

Третий фактор — пульсация расхода рабочего вещества во времени. Проводя аналогичные оценки, нетрудно показать, что в этом случае также возможно возрастание доли обратного электронного тока.

Анализ возможных механизмов потерь энергии в двигателях с азимутальным дрейфом электронов позволяет установить конкретные способы повышения их эффективности. Основной вывод, который вытекает из выполненного анализа, состоит в том, что максимальным КПД двигатели этого класса обладают в режиме с короткой зоной ускорения, иными словами, в режиме двигателей с анодным слоем.

3.6. ОДНОСТУПЕНЧАТЫЕ ДВИГАТЕЛИ

На рис. 3.12 показана схема одноступенчатого двигателя с анодным слоем, построенного на основании принципов, которые были изложены в разд. 3.1 — 3.5. Отличительная особенность этого двигателя состоит в том, что разделение зон генерации и ускорения ионов осуществляется в нем автоматически путем правильного подбора управляющих параметров (магнитного поля, разрядного напряжения, расхода рабочего вещества). С целью оптимального решения проблемы ионизации в двигателе применен полый анод, что позволило обеспечить однородное распределение плотности плазмы в разрядной камере и значительное снижение доли ионного тока на стенки разрядной камеры. Двигатель прост по конструкции и по системе электропитания. Ионный пучок устойчив, уровень колебания минимален, а ограничения на плотность тока ускоренных ионов, обусловленные динамической декомпенсацией объемного заряда, отсутствуют.

Рабочая камера двигателя, показанного на рис. 3.12, образована кольцеобразным анодом и металлическими кольцевыми катодами, которые обычно изготавливают из молибдена или коррозионно-стойкой стали. Анод содержит парораспределитель и разрядную полость. Металлические катоды служат для защиты полюсов электромагнита, создающего в зазоре ускорителя радиальное магнитное поле, от бомбардировки ионным пучком. Магнитное поле регулируется с помощью катушки подмагничивания, расположенной на внешнем полюсе. Максимальное значение магнитного поля на оси разрядной камеры составляет 0,05 Тл.

Характерные размеры двигателя: средний радиус кольцевого зазора $r = 30$ мм, расстояние между полюсами электромагнита 15 мм, высота разрядной камеры 10 мм. Глубина разрядной камеры — от 5 до 10 мм, глубина анодной полости — от 15 до 30 мм. Двигатель работает на висмуте, цезии и ксеноне.

При испытаниях двигатель размещался в вакуумной камере, где поддерживалось давление порядка 10^{-2} Па (10^{-4} мм рт.ст.). При разрядных напряжениях $U_p < 300$ В использовался высокоэффективный источник электронов, выполненный на основе полого катода (см. гл. 2).

Вольт-амперная характеристика двигателя показана на рис. 3.13 для случая

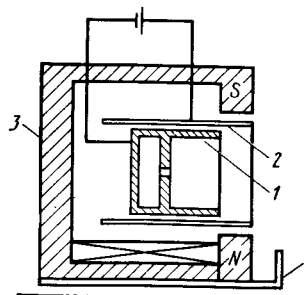
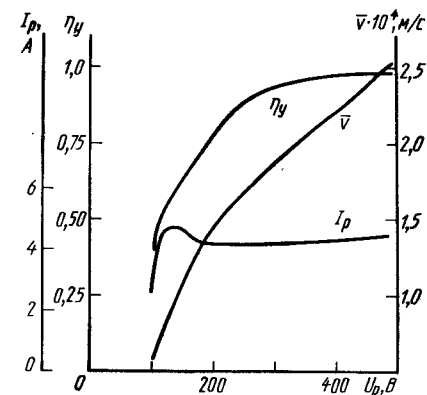


Рис. 3.12. Схема одноступенчатого двигателя с анодным слоем:

1 — анодная полость; 2 — катоды; 3 — магнитопровод; 4 — катод-компенсатор

Рис. 3.13. Характеристики одноступенчатого двигателя с анодным слоем на ксеноне:

$B = 0,025$ Тл; $I_m = 3$ А



работы на ксеноне. Область разрядных напряжений больше 150 В, когда разрядный ток остается практически постоянным, соответствует нормальному ускорительному режиму. При работе на висмуте и цезии нижняя граница ускорительного режима составляет 150 — 100 В соответственно. В

ускорительном режиме одноступенчатого ДАС отношение разрядного тока и расхода при работе на цезии и висмуте не превышает 1,2.

Для измерения среднемассовой скорости ионов двигатель устанавливался в вакуумной камере на весовом устройстве. Полученная зависимость скорости от напряжения также показана на рис. 3.13. Спектроскопические исследования показали, что в изученном режиме плазма состоит в основном из одnorазрядных ионов.

Сопоставляя экспериментально полученные значения скорости \bar{v}_i с вычисленными по формуле (3.10) для заданной величины разрядного напряжения, можно рассчитать КПД ускорения

$$\eta_y = \frac{M \bar{v}_i^2}{2eU_p} \quad (3.72)$$

Физический смысл коэффициента η_y очевиден: он характеризует ту долю разрядного напряжения, которая соответствует разгону ионов. Максимальная величина η_y составляла 0,95. Это означает, что затраты энергии на образование ионов относительно невелики — не более $2,0 - 2,5 U_i$, а сама ионизация происходит главным образом вблизи высоковольтной границы слоя.

В разд. 3.3 было показано, что для разграничения в одноступенчатом ДАС зон ионизации и ускорения и получения высоких значений коэффициента η_y следует увеличивать расход рабочего вещества или снижать величину магнитного поля. Эксперименты показали, что в соответствии с теоретическими ожиданиями среднемассовая скорость \bar{v}_i и коэффициент η_y с увеличением расхода сначала возрастают, а затем достигают постоянных значений.

Важная отличительная особенность одноступенчатого ДАС состоит в том, что в широком диапазоне параметров величины \bar{v}_i и \dot{m} можно

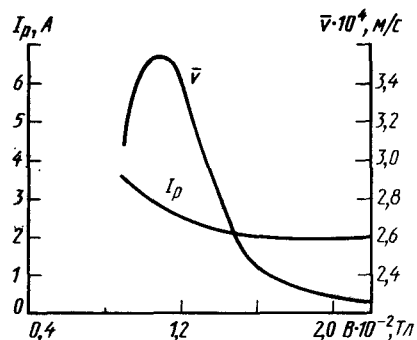


Рис. 3.14. Зависимость параметров одноступенчатого двигателя с анодным слоем на цезии от магнитного поля: ($U_p = 500 \text{ В}$, $I_m = 1,4 \text{ А}$)

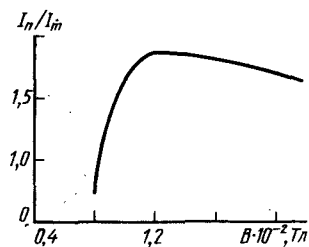


Рис. 3.15. Зависимость отношения тока на приемнике I_n к току расхода I_m в функции магнитного поля (расход висмута $I_m = 2,2 \text{ А}$, $U_p = 600 \text{ В}$)

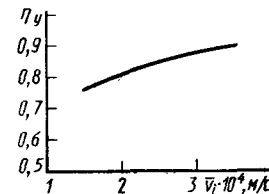
рассматривать как независимые переменные. Например, при работе на цезии, изменяя разрядное напряжение при фиксированном расходе, можно менять скорость в пределах $5 \cdot 10^5 - 4 \cdot 10^6 \text{ см/с}$, а при постоянной скорости $5 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ получать пучки ионов с током от 2 до 20 А. Верхний предел по скорости определялся только мощностью, которую могла выдерживать использованная в экспериментах магнитная система.

Дальнейшие исследования одноступенчатого ДАС с полым анодом позволили установить, что в области слабых магнитных полей ($B < 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ Тл}$) двигатель переходит в качественно новый режим работы. Внешние проявления этого режима состояли в том, что хотя форма анодного слоя, сосредоточенного на границе высоковольтной зоны, практически не изменилась, сам разряд распространился внутрь анодной полости. Спектральный анализ плазмы и прямые измерения ионного тока позволили установить появление двухзарядных ионов.

На рис. 3.14 показаны полученные в этом режиме зависимости разрядного тока и среднemasсовой скорости от магнитного поля, а на рис. 3.15 — зависимость от него отношения ионного тока в пучке к расходу. Анализ этих зависимостей позволяет сделать вывод, что существует критическое значение магнитного поля B^* , при котором скорость \bar{v}_i и ионный ток I_i достигают максимальных значений. При этом на основании прямых измерений ионного тока и определения \bar{v}_i по весовым измерениям и расходу можно утверждать, что содержание двухзарядных ионов в пучке достигает 90 %.

Критическая величина магнитного поля B^* , соответствующая переходу одноступенчатого ДАС в режим работы на двухзарядных ионах зависит от управляющих параметров — разрядного напряжения и рас-

Рис. 3.16. Зависимость КПД ускорения двигателя с анодным слоем от скорости (расход цезия $1,45 \text{ А}$, $B = 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ Тл}$)



хода, а также от рабочего вещества, конфигурации электродов и полюсов магнита.

Определим для этого режима реактивный КПД

$$\eta_p = \frac{\dot{m} \bar{v}_i^2}{2J_p U_p} \quad (3.73)$$

Расход массы имеет максимальное значение при $B = B^*$. Зависимость коэффициента η_p от скорости \bar{v}_i для цезия показана на рис. 3.16. Максимальное значение η_p достигает 0,9 при скорости около $3,6 \cdot 10^6 \text{ см/с}$.

Физическое различие между обоими режимами работы одноступенчатого ДАС обусловлено, очевидно, в первую очередь процессами на высоковольтной границе слоя и в анодной полости. В режиме $B < B^*$ разряд, как отмечалось, распространяется во внутреннюю область анодной полости. Если считать, что ионизация происходит главным образом именно в этой области, и предположить, что падение напряжения на ней около 10 В, то оценки вероятности двукратной ионизации цезия и ксенона по формуле типа (3.38) дают величину порядка единицы.

Другой вариант одноступенчатого двигателя с азимутальным дрейфом конструктивно отличается тем, что ускорительный канал в нем имеет диэлектрические, а не металлические стенки. Ю.В. Есипчук показал, что в режиме максимальной эффективности этот двигатель обладает такой же короткой зоной ускорения, как и одноступенчатый ДАС, а его рабочие процессы при этом организованы оптимальным образом. Во всех других режимах и модификациях ускорители с диэлектрическими стенками обладают протяженной зоной ускорения и из-за различных неустойчивостей характеризуются сравнительно низкими значениями КПД, а потому не представляют практического интереса в качестве электрических ракетных двигателей.

Учитывая задачи настоящей книги, остановимся на разборе особенностей двигателей с диэлектрическими стенками, работающих в режиме ускорителей с анодным слоем. Обзор результатов этих исследований выполнен А.И. Бугровой и В.П. Кимом [28]. Рассмотрим вначале, в чем конкретно состоит сходство и различие физических процессов в обоих вариантах двигателей — с металлическими и диэлектрическими стенками. Протяженность зоны разряда в обоих вариантах двигателя определяется формулой (3.20) и в несколько раз превышает электронный

циклотронный радиус. Доля обратного электронного тока одинаково невелика в обоих случаях; для ускорителя с диэлектрическими стенками в типичных случаях $j_{ex}/j_{ep} > 10^2$.

Зависимость холлового тока от параметров двигателя с анодным слоем хорошо описывается формулой (3.12); в случае ускорителя с диэлектрическими стенками справедливо эмпирическое соотношение

$$I_H \approx C_1 \frac{\dot{m} \sqrt{U_p}}{B_{\max}} \quad (3.74)$$

Нетрудно убедиться, что формулы (3.12) и (3.74) приводят к идентичным зависимостям от управляющих параметров в обоих случаях.

Сходный вид имеют и вольт-амперные характеристики в области оптимальных режимов (см. рис. 3.13 и 3.18). В обоих случаях начиная с некоторого значения U_p наблюдается насыщение по разрядному току. Величины ионного тока, расхода и разрядного тока в этих режимах близки между собой для обоих двигателей. Зависимость среднemasовой скорости от приложенной разности потенциалов для них также носит одинаковый характер:

$$\bar{v}_i \sim U_p^{1/2},$$

а КПД достаточно высок.

Таким образом, основные характеристики ДАД сохраняются независимо от того, какие стенки имеет канал — металлические или диэлектрические. А.И. Бугровой и В.П. Кимом [28] сделана попытка обнаружить существенные различия между обеими модификациями, во-первых, по способу фиксации магнитного слоя, а во-вторых, по использованию приэлектродных областей для согласования процессов в слое в целях минимизации энергии электронов, поступающих на анод. Однако согласиться с этими предложениями нельзя.

По мнению А.И. Бугровой и В.П. Кима, в системе с металлическими стенками фиксация слоя осуществляется положением электродов (в первую очередь анода), а в случае диэлектрических стенок — магнитным полем. Между тем из формулы (3.6) следует, что распределение потенциала в анодном слое определяется конфигурацией магнитного поля и не зависит от материала стенок. Этот вывод подтверждается экспериментами на ускорителях всех модификаций. Что касается сведения к минимуму энергии, которую приносят на анод электроны, то эта задача также успешно решена в двигателях с азимутальным дрейфом независимо от того, из какого материала изготовлены их стенки.

Таким образом, сколько-нибудь существенных различий по физическим процессам, протекающим в двигателях обеих модификаций, не обнаружено. Это не означает, разумеется, что обе модификации пол-

ностью идентичны. Некоторые различия в деталях процессов между ними могут существовать. Чтобы выявить эти различия, рассмотрим более подробно особенности рабочих процессов одноступенчатых двигателей с диэлектрическими стенками.

На рис. 3.17 показана схема двигателя с диэлектрическими стенками; там же показано распределение фокусирующего магнитного поля в системе. На рис. 3.18 показана вольт-амперная характеристика такого двигателя при работе на ксеноне. При увеличении разрядного напряжения до некоторого критического значения U_p^* ток достигает максимальной величины, после чего практически перестает расти. Такой вид вольт-амперная характеристика имеет по тем же причинам, как и в случае ДАС: при $U_p < U_p^*$ в связи с ростом скорости ионизации происходит резкое увеличение ионного тока.

На участке насыщения можно получить режимы, когда $I_i/I_p \geq 0,8$, а $I_p \approx 1,2 \dots 1,4 I_m$.

Скорость ионов увеличивается пропорционально $U_p^{1/2}$, а реактивный КПД $\eta_p = M \bar{v}_i^2 / 2 U_p$ может достигать 0,9. Поэтому тяга двигателя возрастает пропорционально U_p и \dot{m} .

Тяговый КПД двигателя $\eta_T = F^2 / 2 \dot{m} N_{эл}$ при $U_p = 300$ В и $\bar{v}_i = 2 \cdot 10^6$ см/с достигает 0,6. Уровень тягового КПД зависит от качества фокусировки ионного пучка, которая в значительной мере определяет конфигурацию магнитного поля.

Характеристики ускорителя зависят от величины магнитного поля. Оптимальная величина B_r , как показывает анализ экспериментальных данных, растет пропорционально $U_p^{1/2}$.

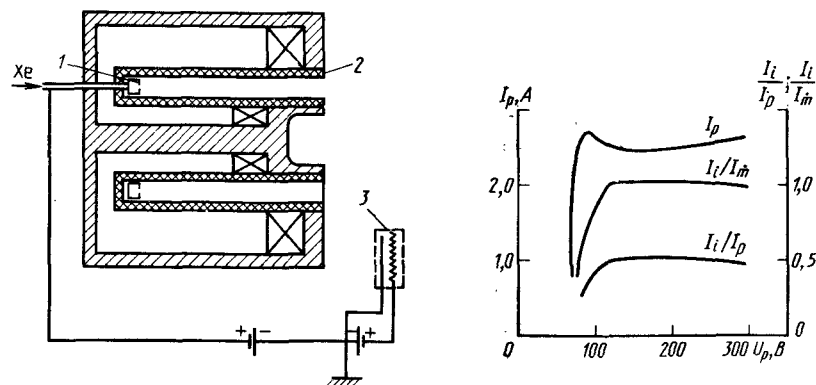


Рис. 3.17. Схема ускорителя с замкнутым дрейфом электронов и с диэлектрическими стенками:

1 — анод; 2 — диэлектрические стенки; 3 — катод-компенсатор

Рис. 3.18. Вольт-амперная характеристика ускорителя с диэлектрическими стенками и короткой зоной ускорения

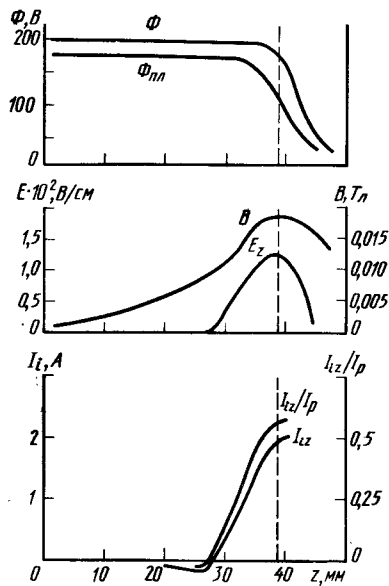


Рис. 3.19. Распределение потенциала Φ , электрического E и магнитного полей B , ионного тока I_i по длине канала ускорителя (пунктир – срез ускорителя)

Исследование структуры ионного потока, покидающего ускоритель, показало, что он разлетается на значительный угол, но около 90 % ионов сосредоточено в пределах угла 20° . Кроме того, ионы, вылетающие на большие углы, обладают малой энергией.

Для более глубокого понимания процессов в анодном слое важное значение имеют детальные измерения электрического поля, распределения токов и концентрации частиц, выполненные А.И. Бугровой и В.П. Кимом (см. работу [28]). На рис. 3.19 показано распределение

потенциала, продольного электрического поля, ионного и разрядного токов по длине канала ускорителя. Видно, что максимумы электрического и магнитного полей совпадают, а скачок потенциала в области, примыкающей к аноду, невелик. Структура ионных потоков соответствует распределению электрического поля.

Возвращаясь на основе выполненного анализа к вопросу о различии двигателей, обладающих диэлектрическими и металлическими стенками, отметим, что в режиме $B > B^*$ (ускорение одноразрядных ионов) между этими двигателями проявляется некоторое несходство. В случае двигателя с диэлектрическими стенками величины v_i и η_p имеют максимум при определенных значениях разрядного напряжения и расхода. Для двигателя с металлическими стенками в режиме $B > B^*$ среднемассовая скорость не зависит от расхода и магнитного поля; величины v_i и \dot{m} можно рассматривать как независимые параметры. При переходе одноступенчатого ДАС в режим слабого магнитного поля ($B < B^*$) он утрачивает эти отличия от ускорителя с диэлектрическими стенками.

В разд. 3.3 отмечалось, что для этих модификаций ускорителей значительно различаются функции распределения электронов по энергиям.

Суммируя сказанное о различиях обеих модификаций одноступенчатых двигателей с азимутальным дрейфом, отметим еще раз, что они не носят принципиального характера и объясняются детальной структурой параметров в положительном столбе разряда.

3.7. ДВУХСТУПЕНЧАТЫЕ ДВИГАТЕЛИ

Различные модификации одноступенчатых двигателей с анодным слоем обладают достаточно высокими тяговыми характеристиками при скоростях истечения до $3 - 5 \cdot 10^6$ см/с. В тех случаях, когда по условиям задачи необходимы более высокие значения скоростей истечения (удельного импульса), предпочтение должно быть отдано двухступенчатым двигателям с анодным слоем. Кроме того, двухступенчатые двигатели в состоянии обеспечить значительно более высокий уровень тяги.

Основная отличительная способность этих двигателей состоит в том, что в них используется два последовательно включенных анодных слоя, первый из которых выполняет функции источника ионов, а второй – собственно ускорительной ступени. Рабочие процессы в обеих ступенях двигателя организованы в соответствии с принципами, разобранными в разд. 3.2 – 3.4.

Принципиальная схема двухступенчатого ДАС показана на рис. 3.20. Схема электропитания двигателя такова, что низковольтная граница первой ступени одновременно служит высоковольтной границей второй ступени. Переходная зона между ступенями практически отсутствует.

Рассмотрим конструктивные особенности двухступенчатого двигателя. Обе ступени размещаются в кольцевом зазоре магнита со сменными полюсными наконечниками. Катоды и аноды обеих ступеней изготавливают обычно из молибдена. Алундовые изоляторы расположены вдали от зоны разряда и практически не взаимодействуют с плазмой.

Рабочее вещество (пары металла или газ) поступает в разрядную камеру через отверстия в аноде-парораспределителе. Основное требование к аноду-парораспределителю состоит в том, что он должен обеспечивать высокую азимутальную однородность поступления рабочего вещества (см. разд. 3.5). Это достигается правильным подбором газодинамического сопротивления потока паров внутри анода в азимутальном направлении; это сопротивление должно быть значительно меньше сопротивления отверстий, через которые рабочее вещество поступает в разрядную камеру. При работе на парах висмута, например, при ионном токе 10 А соответствующие требования обеспечиваются, когда давление внутри анода порядка 10^2 Па (несколько мм рт.ст.), а число отверстий диаметром 0,8 мм каждое – около 200.

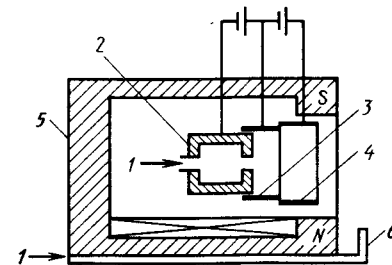


Рис. 3.20. Схема двухступенчатого двигателя с анодным слоем:
1 – подача рабочего вещества; 2 – анод первой ступени; 3 – катод первой ступени; 4 – катод второй ступени; 5 – магнитопровод; 6 – катод-компенсатор

При работе на газах или испаряющихся веществах (цезий) стационарный подогрев анода-парораспределителя не требуется, нужен лишь стартовый разогрев системы при запуске. После выхода на рабочий режим необходимая температура поддерживается автоматически за счет выделения тепла в элементах конструкции. Отвод избыточной мощности от узлов двигателя осуществляется излучением.

Конфигурация кольцевого зазора и магнитного поля выбирается исходя из ряда требований. Во-первых, необходимо обеспечить величину магнитного поля, соответствующую теоретическим оценкам. Во-вторых, целесообразно подобрать оптимальную магнитную фокусировку ионного пучка, чтобы свести к минимуму бомбардировку ионами стенок камеры. Желательно разместить ступень за максимумом магнитного поля, чтобы облегчить горение в ней разряда. В-третьих, необходимо принять меры по сокращению пролетной зоны с рассеянным магнитным полем за срезом двигателя. Как отмечалось в разд. 3.4, в этой зоне могут создаваться условия для развития электростатической неустойчивости ионного пучка.

На рис. 3.7 показана вольт-амперная характеристика двухступенчатого ДАС при работе на висмуте, построенная при различных значениях расхода. В качестве примера выбран двигатель, работающий при фиксированной величине напряжения на разрядной ступени $U_p = 150$ В и магнитном поле $B_r^{\max} = 0,2$ Тл.

На рис. 3.7 следует выделить область насыщения по току через ускорительную ступень J_y , когда его значение практически не меняется с ростом напряжения U_y . Эта область соответствует нормальному ускорительному режиму, в котором эффективность двигателя максимальная (сравните рис. 3.13). При переходе в другие области вольт-амперной характеристики ток ускоряющей ступени значительно превышает расход, ионный пучок расфокусирован, а КПД падает. По этим причинам соответствующий режим работы двигателя называют аномальным. Переход двигателя в аномальный режим работы обусловлен развитием различного рода неустойчивостей (см. разд. 3.4).

Граница перехода двигателя из аномального в нормальный ускорительный режим зависит от ряда параметров: магнитного поля, давления остаточного газа в вакуумной камере, ионного тока, конфигурации системы. В типичных условиях для двухступенчатого двигателя, работающего на висмуте, при $U_p = 150$ В минимальное ускоряющее напряжение $U_y^* \approx 3$ кВ, а при $U_y = 370$ В оно уменьшается до 2 кВ. Для граничной величины U_y^* установлена эмпирическая зависимость

$$U_y^* \sim \left(\frac{I_y}{p_{\text{кв}} B} \right)^{1/2}, \quad (3.75)$$

где $p_{\text{кв}}$ — давление в вакуумной камере [обычно порядка 10^{-2} Па (10^{-4} мм рт.ст.)].

В области ускорительного режима для двухступенчатых двигателей при работе на висмуте, цезии, ксеноне экспериментально измеренные среднемассовые скорости ионов с точностью до $\pm 10\%$ аппроксимируются выражением

$$\bar{v}_i = 1,25 \cdot 10^6 \left(\frac{U_y}{A} \right)^{1/2}, \quad (3.76)$$

Напряжение U_y измеряется в киловольтах, а скорость — в сантиметрах в секунду.

Следующее важное свойство двухступенчатого двигателя — линейная регулировочная характеристика. При $U_y = \text{const}$ тяга двигателя увеличивается пропорционально расходу

$$F \sim \dot{m}, \quad (3.77)$$

поскольку скорость ионов зависит только от U_y и не зависит от расхода. Как показали эксперименты, глубина регулирования тяги может соответствовать примерно десятикратному изменению расхода.

Нетрудно убедиться, что это важное свойство ДАС является следствием зависимости (3.76). Физически это свойство ДАС обусловлено тем, что в нормальном ускорительном режиме ток J_y не зависит от напряжения (см. рис. 3.21 и 3.13), а его значение близко к расходу, выраженному в токовых единицах.

На рис. 3.21 приведены зависимости тягового КПД, определенного путем весовых измерений и по расходу рабочего вещества (висмут, цезий, ксенон), от среднемассовой скорости истечения. Как и следовало ожидать, на основании анализа, выполненного в разд. 3.5, тяговый КПД растет с увеличением скорости, достигая 75 — 80 % при скоростях $(5 - 7) \cdot 10^6$ см/с.

Предельные величины мощности и тяги, которые может обеспечивать двухступенчатый двигатель, определяются комбинацией его параметров. В соответствии с формулой (3.39) для того, чтобы ионизация в первой ступени была достаточно эффективной, плотность потока рабочего вещества должна превышать некоторую критическую величину. Отсюда минимальная мощность двигателя

$$N_{\min} \approx I_{\min} U_y \sim v^2.$$

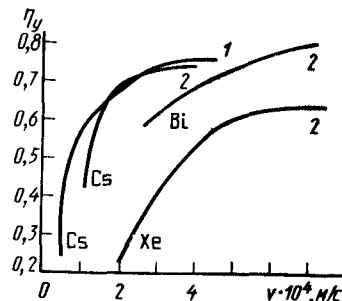


Рис. 3.21. Диаграмма $\eta_y - v$ для одноступенчатого (1) и двухступенчатого (2) ДАС при работе на Cs, Bi, Xe

Из формулы (3.75) для заданных значений скорости v и напряжения U_y , которые однозначно связаны со скоростью соотношением (3.78), определяем величину тока ускоренных ионов

$$I_y^{\max} \sim U_y^3.$$

Отсюда максимальная мощность

$$N_{\max} \approx I_y^{\max} U_y^{\max} \sim U_y^4 \sim v^8. \quad (3.78)$$

Другие ограничения на мощность одиночного двухступенчатого ДАС связаны с возможностью охлаждения его узлов (магнитной системы, электродов). Для двухступенчатых двигателей реален диапазон мощностей до десятков и сотен киловатт в единичном модуле. Испытанные к настоящему времени образцы потребляют мощность до 75 кВт и обеспечивают скорость истечения до 10^7 см/с (удельный импульс 10^4 с), причем верхний предел мощности ограничивается только возможностями системы электропитания.

Еще одно практически интересное преимущество двигателей с анодным слоем состоит в том, что простым переключением системы электропитания можно в одном модуле осуществить переход от одноступенчатого режима работы к двухступенчатому. Это позволяет еще более широко раздвинуть диапазон рабочих характеристик ДАС. В целом двигатели этого типа могут работать при значениях мощности от 10 Вт до сотен киловатт и обеспечивать КПД ускорения до 0,8 при скоростях истечения $5 \cdot 10^5 - 10^7$ см/с (удельный импульс 500 – 10000 с).

В заключение этого раздела отметим, что надежно работающие в течение достаточно длительных промежутков времени двухступенчатые образцы ДАД с диэлектрическими стенками неизвестны.

3.8. ДИНАМИЧЕСКИЕ РЕЖИМЫ ДВИГАТЕЛЕЙ

Работа двигателей с азимутальным дрейфом при использовании систем электропитания на постоянном токе была рассмотрена в разд. 3.6 – 3.7. Учитывая реальные характеристики перспективных бортовых энергоустановок, в первую очередь турбомашинных преобразователей электрической энергии, представляется интересным рассмотреть возможности работы ДАД на переменном токе. Такие возможности в принципе существуют, поскольку промежуток электрод–плазма обладает вентильными свойствами.

Исследование динамических характеристик ДАД представляет практический интерес также и в связи с другой задачей – анализом их использования в системах управления КА. С этой целью необходимо изу-

чить возможности работы ДАД в импульсном режиме и его частотные характеристики. Эти характеристики связаны с процессами зажигания разряда в двигателях. По измерениям Е.А. Ляпина и других при запуске одноступенчатого ДАС переходные процессы в цепях электропитания имеют длительность 25 – 35 мкс [29]. Длительность переходного процесса при выключении двигателя еще меньше – около 5 мкс. При этом следует иметь в виду, что для зажигания разряда требуется предварительно обеспечить достаточно высокую величину расхода рабочего вещества [см. условие (3.39)]. Поэтому динамические характеристики двигателя с анодным слоем в режиме одиночных импульсов определяются в первую очередь инерционными свойствами системы подачи рабочего вещества.

Сходные результаты были получены при исследовании динамических характеристик двигателей с диэлектрическими стенками [28]. В этом случае для зажигания разряда также необходимо обеспечить минимальную величину расхода \dot{m}^* , ниже которой резко возрастает напряжение зажигания. Если $\dot{m} > \dot{m}^*$, то при зажигании разряда отсутствуют какие-либо дополнительные ограничения на величину магнитного поля и длины разрядного промежутка. Исследования показали, что с точностью до 100 мкс после зажигания разряд развивается практически синхронно по всему каналу. Для зажигания разряда необходимо также обеспечить работу термоэмиссионного катода-компенсатора.

Время установления характеристик разряда, близких к стационарным, после зажигания порядка 1 мс.

Заслуживают внимания исследования (А.В. Пекшева и Н.П. Суслова [29]) работы двигателей с азимутальным дрейфом на переменном токе. На рис. 3.22 показана схема поликанального двигателя, работающего на трехфазном токе в диапазоне частот 50 Гц и 400 – 2400 Гц на цезии, ксеноне и криптоне. В каждый данный момент разряд горит между анодом, имеющим наиболее высокий положительный потенциал,

и катодом-компенсатором, а затем в соответствии с фазовой диаграммой переходит на следующий анод. С увеличением частоты уменьшается продолжительность пауз и повышается коэффициент использования рабочего вещества. При отрицательной полярности электрода-парораспределителя соответствующий канал может выполнять функции катода-компенсатора.

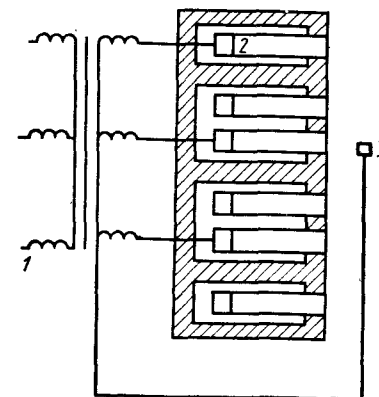


Рис. 3.22. Двигатель на переменном токе: 1 – трансформатор; 2 – аноды; 3 – катод-компенсатор

Эксперименты показали, что в режиме нейтрализации при отрицательной полярности электрода-парораспределителя канал служит источником электронов и западает рабочее вещество к началу ускорительного периода работы. Полная продолжительность периода ускорения составляет 600 мкс, причем большую часть этого периода канал работает с расходом, превосходящим его среднее значение. Вольт-амперная характеристика двигателя, полученная для этого периода, совпадает с ее ходом для стационарного режима (см. рис. 3.18).

Исследование динамических характеристик двигателей с азимутальным дрейфом свидетельствует о гибкости схемы и возможностях дальнейшего расширения областей их практического использования.

3.9. РЕСУРСНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДВИГАТЕЛЕЙ С АЗИМУТАЛЬНЫМ ДРЕЙФОМ

Физические процессы в двигателях с замкнутым дрейфом электронов для оптимальных режимов работы, как было показано в разд. 3.6, мало чувствительны к тому, из какого материала изготовлены стенки. Однако при рассмотрении вопросов ресурсоспособности двигателей ситуация существенно меняется.

В ускорителях с диэлектрическими стенками расходимость ионного потока, определяемая в заметной степени градиентами электронного давления, значительна и доля ионного тока, поступающего на стенки, может достигать 20 — 50 %. При этом ионы, бомбардирующие стенки в выходной части канала, обладают энергией, составляющей 60 % и более от приложенной разности потенциалов. Если плотность ионного тока, поступающего на диэлектрические стенки, составляет около 50 мА/см², а энергия ионов — около 100 эВ, то по данным А.И. Бутровой и В.П. Кима [28], для типичных значений коэффициента распыления диэлектрика 100 мм³/Кл значение скорости износа стенок составит примерно 10⁻² мм/ч. Именно такая скорость разрушения стенок — порядка сантиметра за тысячу часов работы — наблюдается в экспериментах.

Доля ионного тока, поступающего на стенки,

$$j_i^W \sim \frac{\dot{m}}{\pi d L},$$

где d — диаметр; L — протяженность канала ускорителя. Коэффициент распыления диэлектрика под действием ионной бомбардировки $s \sim U_p$. Поэтому при увеличении удельной мощности двигателя

$$N_{уд} \sim \dot{m} U_p / \pi d L$$

скорость разрушения стенок возрастает пропорционально $N_{уд}$. Это означает, что ресурс двигателя с диэлектрическими стенками

$$\tau \sim 1/N_{уд}.$$

Отсюда ясно, что использование в конструкции двигателя диэлектрических стенок серьезным образом ограничивает возможность его практического использования в области больших мощностей и высоких скоростей истечения.

Положение несколько облегчается в связи с тем, что по мере разрушения диэлектрических стенок и увеличения канала ускорителя доля ионного потока на стенки постепенно снижается. Для изменения толщины стенки δ по времени существует эмпирическая зависимость

$$\delta(t) \approx c_t t^n, \quad (3.79)$$

где c_t — коэффициент, зависящий от материала стенок и режима работы, $n < 1$.

При этом остается открытым вопрос, в какой степени изменение геометрии канала двигателя влияет на его тяговые характеристики. Ресурс современных двигателей с диэлектрическими стенками достигает 10³ ч и более.

По-иному решается вопрос о ресурсоспособности двигателя, обладающего металлическими стенками. Прежде всего изоляторы в этом случае не имеют контакта с газоразрядной плазмой и ионным пучком и их разрушение практически не наблюдается. Поэтому основной процесс, ведущий к ограничению срока службы двигателя в этих условиях, — это катодное распыление металлических стенок под действием ионной бомбардировки.

Длительные испытания двухступенчатых двигателей с анодным слоем показали, что процесс распыления стенок происходит неравномерно по азимуту. При этом характерно, что азимутальные зависимости распыления стенок разрядной и ускорительной камер находятся в противофазе. Это явление обусловлено азимутальной неоднородностью подачи в разряд рабочего вещества. В местах, где из-за неточности изготовления анода поток нейтральных атомов, поступающих через проделанные в нем отверстия, больше, больше и распыление стенок ускорительной ступени, а распыление стенок разрядной камеры, наоборот, меньше.

Физическое объяснение такого характера азимутальной неоднородности катодного распыления экранов состоит в следующем. Интегрируя по ускоряющему слою выражение (3.9), получаем для взаимосвязи ионного тока I_i в расчете на единицу длины слоя в азимутальном направлении и холловского тока I_H соотношение

$$\frac{I_i}{e} M(v_i - v_0) = \frac{1}{e} I_H B,$$

где v_0 и v_i — скорость ионов на входе в слой и на выходе из него. Поскольку в первом приближении величины I_H , v_i и v_0 можно считать постоянными, следует ожидать, что ускоряющий слой будет стремиться принять такую форму, чтобы вдоль дрейфовых траекторий электронов выполнялось условие

$$I_i/B \approx \text{const.} \quad (3.80)$$

Если происходит локальное увеличение ионного тока, поступающего из первой ступени на высоковольтную границу слоя, то из (3.80) следует, что в этом месте ускоряющий слой будет отодвигаться от источника и утолщаться, чтобы за счет своего искривления и расширения плазмы автоматически обеспечить соблюдение условия (3.80). Естественно, в этом сечении плазма будет расширяться и вдоль силовых линий магнитного поля, приближаясь к стенкам ускорительной камеры и вызывая их повышенное распыление. Наоборот, на участках, где ионный ток из источника оказывается меньше среднего значения, ускоряющий слой будет отжиматься от стенок и приближаться к первой ступени. В результате электрическое поле в выходной плоскости источника увеличится и будет способствовать отрыву ионного пучка от его стенок.

На участках с повышенным расходом испускание слоя будет происходить также и в первой ступени двигателя. Зона эффективной ионизации при этом будет отодвигаться от анода, вследствие чего упадет доля ионов, бомбардирующих стенки, и уменьшится их распыление.

В указанных экспериментах азимутальная неоднородность подачи паров висмута составила 10 %. Азимутальная неоднородность распыления катодных экранов, изготовленных из молибдена, была заметно выше. Средняя скорость катодного распыления мало менялась и составила $1,9 \cdot 10^{-5}$ г/Кл для первой ступени двигателя и $1,7 \cdot 10^{-5}$ г/Кл — для второй. Измеренные значения скорости уноса материала электродов невелики, и их дальнейшее уменьшение можно обеспечить сравнительно несложными средствами (увеличение азимутальной однородности подачи рабочего вещества, подбор более стойкого к катодному распылению материала катодов, профилирование магнитного поля с целью улучшения фокусировки ионного пучка и др.).

Эти рекомендации были проверены С.Д. Гришиным, И.Н. Сафроновым, А.В. Семенкиным [28]. Были, в частности, приняты меры по повышению азимутальной однородности подачи рабочего вещества, в результате чего была устранена неоднородность распыления экранов двухступенчатого двигателя по азимуту. Было также установлено, что существенное влияние на скорость эрозии экранов оказывает геометрия канала

двигателя, правильный подбор которой позволяет свести унос материала электродов к минимуму.

Для одноступенчатого ДАС эрозия электродов исследована В.И. Гаркушей и другими [29]. В экспериментах использованы полюсные экраны из коррозионно-стойкой стали. Двигатель работал на ксеноне при $U_p = 300$ В. Было установлено, что скорость эрозии экранов δ падает с уменьшением их толщины δ , а также ширины полости анода. Оказалось также целесообразным использовать разрядную камеру с минимальной глубиной, приближающейся к расчетной толщине анодного слоя (около 6 мм при $U_p = 300$ В и $B = 150$ мТл). Дальнейшее уменьшение глубины камеры возможно, если использовать профилированное магнитное поле с увеличенным градиентом в прианодной области. В результате был создан одноступенчатый ДАС, глубина разрядной камеры которого составляла всего 2 мм, т.е. в несколько раз меньше протяженности анодного слоя.

Зондовые измерения показали, что в таком безэлектродном ДАС около половины приложенной разности потенциалов сосредоточено за срезом двигателя. Тяговые характеристики при этом практически не изменились, а скорость эрозии электродов еще более снизилась.

Используя уникальное свойство одно- и двухступенчатых двигателей с анодным слоем — линейный характер их регулировочных характеристик — можно предложить некоторые принципиально новые пути повышения их надежности и ресурса. На рис. 3.23 показана схема поликанального двигателя с анодным слоем. В отличие от простой связи двигателей поликанал обладает единой магнитной системой и объединенной системой подачи рабочего вещества. Это позволяет, во-первых, значительно снизить его массу по сравнению со связкой двигателей, рассчитанных на ту же мощность, а во-вторых, за счет "холодного" или "полухолодного" разервирования ускорительных каналов существенно повысить их суммарную надежность и ресурс. Кроме того, использование поликанальной схемы значительно расширяет диапазон рабочих характеристик ДАС. Испытание модели поликанального ДАС, обладающего двумя ускорителями, показало, что каналы практически не влияют друг на друга.

Одна из серьезных проблем отработки ЭРД всех типов — это проведение их полномасштабных ресурсных испытаний, продолжительность которых должна составлять в ряде случаев несколько тысяч часов. Двигатели с анодным слоем обладают, как отмечалось, линейной регулировочной характеристикой, иными словами, увеличение расхода при постоянных значениях напряжения и магнитного поля не ведет к изме-

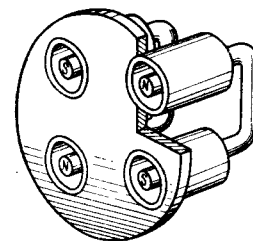


Рис. 3.23. Схема поликанального двигателя

нению удельного импульса и КПД в достаточно широком диапазоне параметров. Это открывает принципиально важную возможность проведения ресурсных испытаний ДАС в ускоренном режиме.

Подводя итоги выполненного разброса вопросов ресурса и надежности двигателей с азимутальным дрейфом, можно сделать вывод, что эти двигатели — в первую очередь в модификации двигателей с анодным слоем с металлическими полюсными экранами — могут обеспечивать безотказную работу в течение нескольких тысяч часов.

Глава 4. СИЛЬНОТОЧНЫЕ И ТЕПЛООБМЕННЫЕ ДВИГАТЕЛИ

4.1. ИМПУЛЬСНЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ ДВИГАТЕЛИ

Импульсные плазменные двигатели (ИПД) наиболее пригодны для систем ориентации, управления и коррекции траектории космических аппаратов. В этом качестве они обладают рядом важных преимуществ: достаточным уровнем тяговых характеристик при малой удельной массе, малой потребляемой мощностью, высокой надежностью, ресурсом до $10^8 - 10^9$ выстрелов, минимальное значение управляющего импульса — до 10^{-4} Н·с, время срабатывания порядка 10^{-5} с.

В Советском Союзе наиболее значительный вклад в исследования ИПД внесли А.М. Андрианов и его сотрудники (В.А. Храбров, Ю.Г. Прохоров, А.И. Земсков, В.В. Прут), а также коллектив, в котором работали авторы книги (В.В. Савичев, В.Л. Левтов, Ф.А. Савин, А.Я. Балагуров, М.В. Мухоян, С.С. Обыденников, А.М. Петров) [10, 11]. В этих исследованиях было показано, что наиболее перспективной модификацией ИПД являются эрозионные двигатели с электротермическим и электродинамическим разгоном плазмы. К аналогичному выводу пришли также и зарубежные специалисты по ЭРД [11]. Поэтому в дальнейшем будут рассматриваться главным образом ИПД, в которых для образования плазмы используется диэлектрическое рабочее вещество.

Схемы электротермического и электродинамического ИПД эрозионного типа показаны на рис. 4.1 и 4.2 соответственно. Оба варианта ИПД различаются главным образом относительной величиной вклада газокINETических и электромагнитных сил в ускорение плазмы (см. гл. 1), в остальном их рабочие процессы сходны. Рабочим веществом в обоих случаях служит диэлектрик, разделяющий электроды. При разряде конденсатора вдоль поверхности этого диэлектрика возникает скользящий разряд, после чего образовавшаяся плазма покидает двигатель, создавая тягу.

Коммутация разряда в ИПД осуществляется с помощью поджигающего устройства, которое обычно размещается внутри катода. В качестве

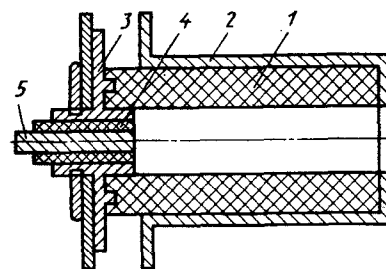


Рис. 4.1. Схема импульсного электротермического двигателя:

1 — диэлектрик; 2 — наружный электрод;
3 — внутренний электрод; 4 — изолятор;
5 — электрод поджига

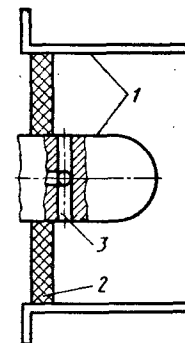


Рис. 4.2. Импульсный электромагнитный двигатель:

1 — электроды; 2 — диэлектрик; 3 — узел поджига

ве такого устройства используется свеча поверхностного пробоя или миниатюрный источник эрозионной плазмы. На поджигающее устройство разряжается конденсатор цепи поджога, запасаемая в котором энергия составляет порядка 0,1 — 1,0 % энергии основной конденсаторной батареи. Поджигающая плазма сквозь отверстия в катоде вылетает в межэлектродное пространство и инициирует основной разряд. Вследствие поджига импульса электрическая прочность вакуумного промежутка, разделяющего электроды, снижается и вдоль поверхности диэлектрика формируется стример. После пробоя диэлектрика в парах продуктов его абляции непосредственно вблизи канала стримера за доли микросекунды возникает разряд дугового типа. Поступающий из зоны разряда на поверхность диэлектрика тепловой поток обеспечивает его испарение в течение всего рабочего цикла.

Меняя геометрию электродов и разрядной камеры, можно управлять режимом ускорения плазмы в импульсном эрозионном двигателе. Коаксиально-торцевая или рельсовая геометрия электродов (см. рис. 4.2) применяются в случае двигателей с электромагнитным разгоном плазмы. Применение "закрытой" геометрии с аксиальными электродами и цилиндрической вставкой из диэлектрика между ними (см. рис. 4.1) позволяет перейти к режиму электротермического разгона, для которого характерны низкие значения цены тяги и одновременно удельного импульса.

Приведем типичные значения параметров эрозионного ИПД, работающего по схеме рис. 4.1 [13]. Емкость конденсаторной батареи 100 мкФ, напряжение 1 кВ, длина диэлектрической камеры (фторопласт, оргстекло) 100 мм, ее внутренний диаметр 10 — 50 мм. Макси-

мальный разрядный ток составляет 20 кА, выделение мощности в разряде практически заканчивается к 10 мкс. Унос фторопласта за разряд зависит от геометрии камеры и энергии, запасаемой в конденсаторной батарее, $W_k = CU_0^2/2$, и по порядку величины составляет 10^{-5} г/Дж.

Температура и концентрация плазмы внутри камеры, определенные спектроскопическими методами, составляли 2,7 – 2,9 эВ и $3 \cdot 10^{17}$ см⁻³. Вблизи максимума разрядного тока степень ионизации близка к единице, но в целом за разряд число уносимых нейтральных атомов примерно в шесть раз превосходит число ионов. Среднемассовая скорость составляет несколько единиц на 10^5 см/с, что соответствует оценкам по формуле типа (1.102). Это подтверждает, что истечение основной массы плазмы в этом режиме определяется газодинамическими силами. Цена тяги электротермического ИПД составляет 100 – 200 Вт/сН.

Увеличение угла раскрытия диэлектрической разрядной камеры ведет к появлению компоненты магнитной силы, направленной вдоль оси двигателя, и к постепенному переходу в режим электромагнитного разгона плазмы. Обзор исследований физических процессов, происходящих в этом режиме, содержится в работе [11]. Рассмотрим кратко основные результаты этих исследований. Ускорители рельсовой и коаксиальной геометрии работали на фторопласте, оргстекле и других диэлектриках. Запасаемая в конденсаторной батарее энергия менялась в диапазоне 10^2 – 10^3 Дж, разрядный ток составлял 10^4 – 10^5 А, длительность разрядного импульса аperiodической формы 10 – 30 мкс.

Унос массы диэлектрика определяется удельной теплотой абляции, т.е. энергией разрыва химических связей. При одинаковых теплофизических характеристиках увеличение средней атомной массы ведет к возрастанию удельного выхода массы до $1,4 \cdot 10^{-4}$ г/Дж для смеси иодистого аммония с иодной ртутью ($A = 76$). Энергия, затрачиваемая на разрыв химических связей, приблизительно совпадает с энергией излучения газоразрядной плазмы (порядка 1 Дж/см²). Отсюда следует, что основной механизм абляции диэлектрика связан с поглощением излучения в его поверхностном слое, деструкцией сложных молекул и испарением массы.

Основная часть массы диэлектрика поступает в разряд вдоль контргированного положительного столба, примыкающего к стенке камеры. Экспериментально и теоретически показано, что между максимумом разрядного тока и максимумом скорости испарения диэлектрика существует временной сдвиг порядка нескольких микросекунд.

На рис. 4.3 показана структура характерных зон, на которые разделяется плазменная струя в эрозионном ИПД электромагнитного типа. "Быстрый" сгусток захватывает ток порядка нескольких процентов от основного и разгоняется вдоль плазменных "продолжений" электродов до $1 - 4 \cdot 10^7$ см/с. Уносимая им энергия невелика – порядка 1 % W_k .

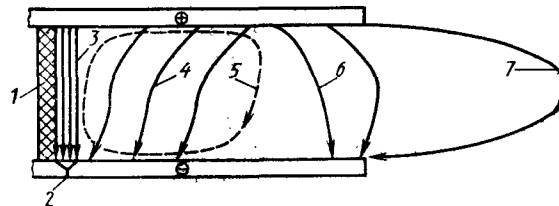


Рис. 4.3. Структура плазменного течения в импульсном двигателе: 1 – диэлектрик; 2 – поджиг; 3 – дефлаграционный токовый слой; 4 – распределенный разряд; 5 – замкнутая петля тока; 6 – медленный сгусток; 7 – быстрый сгусток

Следующий токовый слой связан с "медленным" сгустком, который захватывает до 20 – 30 % разрядного тока и движется вдоль электродов равноускоренно, достигая к срезу двигателя скорости $2 - 3 \cdot 10^6$ см/с. Этот сгусток уносит до 15 % энергии W_k . На фронте "медленного" сгустка выполняется условие замагниченности (1.60) для ионной компоненты; в соответствии с этим прикатодная часть сгустка опережает часть, примыкающую к аноду.

После выхода "медленного" сгустка на срез ускорителя вследствие увеличения плотности плазмы совершается переход к режиму частично замагниченной плазмы. Вследствие этого линии разрядного тока меняют наклон; прианодная часть уходит вперед. Когда "медленный" сгусток выходит из ускорителя (5 – 6 мкс), за ним устанавливается квазистационарное плазменное течение. Вдоль диэлектрика ток продолжает протекать в течение всего времени разряда, причем именно в этой области происходит основной вклад энергии – до 50 – 55 % W_k (дефлаграционный токовый слой).

После выхода из ускорителя "медленного" сгустка плотность плазмы за его фронтом достигает $10^{16} - 10^{17}$ см⁻³, а температура – 2 – 4 эВ. Распределение магнитного поля вдоль электродов позволяет сделать вывод, что в зоне распределенного разряда, возникающего за фронтом "медленного" сгустка, образуются замкнутые токовые петли, которые имеют вид вложенных друг в друга вытянутых овалов. Эти токовые петли продолжают наблюдаться и после прекращения основного разряда, что находится в соответствии с оценками скин-времени. Все это время продолжается испарение диэлектрика и разгон плазмы электромагнитными силами. Таким образом, в импульсном плазменном двигателе осуществляется своеобразная трансформация энергии, запасенной в конденсаторной батарее, значительная часть которой сначала преобразуется в магнитную энергию замкнутых токовых петель и лишь затем в кинетическую энергию плазмы. Согласно прямым измерениям электрических и магнитных полей [11], на стадии распределенного разряда

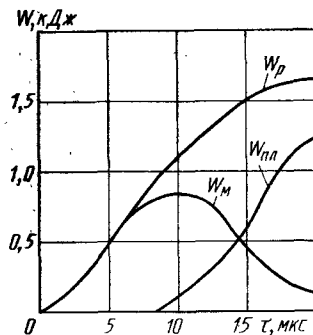


Рис. 4.4. Распределение энергии при разряде в импульсном двигателе

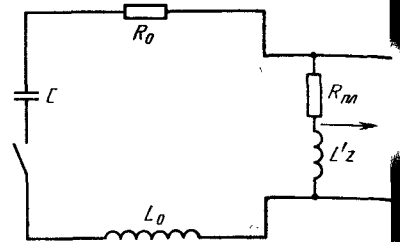


Рис. 4.5. Эквивалентная схема электродинамического ускорителя

ускорение ионов вызывается самосогласованным продольным электрическим полем, которое вследствие эффекта Холла возникает в токовых петлях.

Соответствующая последовательная трансформация энергии в ИПД иллюстрируется графиком рис. 4.4, где показано изменение во времени энергии, вложенной в разряд $W_p = \int_0^t JU dt$, энергии W_m , запасенной в магнитном поле, и энергия $W_{пл}$, переданной плазме.

Величина W_m рассчитывается на основании магнитных измерений, а $W_{пл}$ — по измерениям параметров плазмы.

Эксперименты позволили установить, что процессы генерации и ускорения плазмы ИПД отличаются большой сложностью. Это делает построение адекватных расчетно-теоретических моделей весьма непростой задачей. На практике дело, однако, облегчается тем, что для оценки интегральных управляющих параметров ИПД можно использовать электродинамическое приближение (см. разд. 1.7). Физически применимость этого приближения объясняется тем, что в его основу положен метод эквивалентного электромеханического контура. Это делает электродинамическое приближение пригодным для оценки основных управляющих параметров ИПД (напряжения и емкости конденсаторной батареи, индуктивности и др.). Зная заданные значения тяги, тягового КПД, скорости истечения, можно оценить необходимую величину указанных параметров, а также сделать заключение, в какую сторону следует менять эти параметры при экспериментальной доводке ИПД.

Рассмотрим в качестве примера простую электродинамическую модель ИПД, позволяющую делать указанные оценки, не прибегая к численному интегрированию. Обратимся к эквивалентному электрическому контуру двигателя, показанному на рис. 4.5, и сделаем дополнительное предположение

$$R = R_{пл} + R_0 = \text{const}, \quad (4.1)$$

где $R_{пл}$ — омическое сопротивление плазмы; R_0 — суммарное сопротивление электродов, токоподводов и т.д.

Запишем для такого двигателя уравнение сохранения энергии

$$\frac{CU_0^2}{2} = \frac{CU^2}{2} + \frac{LJ^2}{2} + \frac{mv^2}{2} + \int_0^t RJ^2 dt, \quad (4.2)$$

где U_0 , U — напряжение на конденсаторной батарее в начальный момент и в момент времени t соответственно; $L = L_0 + L'z$ — полная индуктивность контура. Здесь L_0 — начальная индуктивность; L' — погонная индуктивность, определяемая формулами (1.134). Величину начальной индуктивности можно практически снизить до $L_0 \approx 5 \dots 7$ нГн.

Дифференцируя (4.2) и учитывая формулу (1.135), получаем

$$UI = LI\dot{I} + \frac{1}{2} L'vI^2 + \frac{d}{dt} \left(\frac{mv^2}{2} \right) + RI^2. \quad (4.3)$$

В соответствии с уравнением движения плазменного сгустка имеем

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{mv^2}{2} \right) = mv \frac{dv}{dt} = \frac{1}{2} L'vI^2. \quad (4.4)$$

С помощью (4.4) перепишем (4.3) в виде

$$UI = LI\dot{I} + L'vI^2 + RI^2 = W_m + W_{пл} + W_{дж}, \quad (4.5)$$

где $W_{дж}$ — необратимые джоулевы потери в плазме или в элементах конструкции двигателя.

Учитывая результаты разобранных выше экспериментов, предположим, что разряд прекращается, когда сгусток покидает двигатель. На выходе такого идеализированного двигателя выполняется условие

$$\frac{CU_0^2}{2} = \frac{mv^2}{2} + \int_0^{\tau_p} RI^2 dt, \quad (4.6)$$

где v — среднемассовая скорость сгустка; τ_p — продолжительность аperiodического разряда.

Интегрируя уравнение движения (4.4), находим

$$v = \frac{L'}{2m} \int_0^{\tau_p} I^2(t) dt. \quad (4.7)$$

В силу (4.1) имеем

$$\frac{CU_0^2}{2} = \frac{mv^2}{2} + \frac{2mR}{L'}v, \quad (4.8)$$

откуда

$$v = \frac{2R}{L'}(\sqrt{1 + \lambda_2} - 1), \quad (4.9)$$

где

$$\lambda_2 = \frac{CU_0^2 L'^2}{4mR^2} \quad (4.10)$$

— электродинамический параметр.
КПД двигателя

$$\eta = \frac{1/2mv^2}{1/2CU_0^2} = \frac{\sqrt{1 + \lambda_2} - 1}{\sqrt{1 + \lambda_2} + 1}. \quad (4.11)$$

Очевидно, $\eta \rightarrow 1,0$ при $\lambda_2 \rightarrow \infty$. Например, при $\lambda_2 = 100$ $\eta = 0,82$. Во всей области изменения электродинамических параметров величина η превосходит тяговый КПД η_T .

Объединяя (4.7) и (4.11), находим аналитическую связь между КПД и скоростью:

$$\eta = \frac{1}{(1 + \frac{4R}{L'v})}. \quad (4.12)$$

При некоторых дополнительных предположениях можно получить в аналитической форме зависимость КПД от другого электродинамического параметра λ_1 , который определяется формулой (1.141). Допустим, что максимальное ускорение сгустка соответствует максимуму разрядного тока

$$(\frac{dv}{dt})_{\max} = \frac{L'}{2m} I_{\max}^2, \quad (4.13)$$

а величина I_{\max} определяется из уравнения сохранения энергии (4.2) при $U = 0$, т.е.

$$I_{\max}^2 \approx \frac{2}{L} \left(\frac{CU_0^2}{2} + \frac{mv^2}{2} + \frac{2mR}{L'}v \right). \quad (4.14)$$

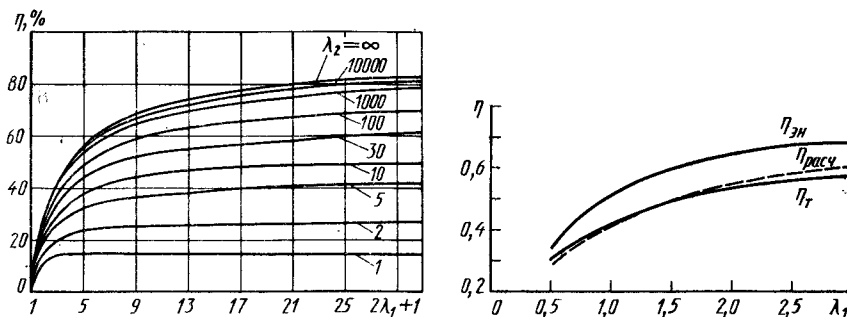


Рис. 4.6. Зависимость КПД от электродинамических параметров λ_1 и λ_2

Рис. 4.7. Зависимость КПД от параметра λ_1 :

$\eta_{эн}$ — энергетический КПД; η_T — тяговый КПД; $\eta_{расч}$ — расчетное значение КПД

С учетом соотношений (4.13) и (4.14) для КПД можно получить выражение

$$1 - \eta + 2\sqrt{\frac{\eta}{\lambda_2}} = \frac{1}{\sqrt{2\lambda_1 + 1}} \left\{ 1 + \left(\frac{\lambda_2}{\eta} \right)^{1/2} + \sqrt{\lambda_2 + 1} \right\}^{1/\sqrt{\lambda_2 + 1}} \quad (4.15)$$

Результаты расчета КПД в функции λ_1 для различных значений параметра λ_2 представлены на рис. 4.6. Если $\lambda_2 \rightarrow \infty$, то формула (4.15) принимает простой асимптотический вид

$$\eta^* \approx 1 - \frac{1}{\sqrt{2\lambda_1 + 1}}. \quad (4.16)$$

На рис. 4.7 показана полученная в экспериментах зависимость энергетического и тягового КПД импульсного двигателя от электродинамического параметра λ_1 . Двигатель работал на фторопласте. Диаметр наружного электрода составлял 63 мм. Емкость конденсаторной батареи 48 мкФ. Поскольку в этом случае $\lambda_2 \sim 10^2$, можно для оценок КПД воспользоваться формулой (4.16). Результаты этих оценок также приведены на рис. 4.7; видно, что расчетная и экспериментальная зависимости удовлетворительно согласуются между собой.

Чтобы расширить диапазон тяговых характеристик ИПД, исследуем их функционирование на различных рабочих веществах. Изучена работа на фторопласте, а также на более легких (оргстекло) и более тяжелых (добавка солей BiJ_3 ; PbJ_2 ; HgJ_2) рабочих веществах. Синтезированы специальные пастообразные рабочие вещества, которые удобно пода-

вать в двигатель. Первоначально такое рабочее вещество представляло собой сухую смесь мелкодисперсного порошка, например, окисла PbO и хлорфторуглеродного полимера. При поступлении в зону электродов, где рабочая температура повышена, смесь переходит в вязкотекучее состояние.

Для малоиндуктивных конденсаторов ($L_0 < 10$ нГн) исследован диапазон энергий $0,5 \leq W_k \leq 3,5$ кДж и рабочих веществ со средними атомными массами $5 < A < 100$. Для удельного импульса, энергии и тягового КПД получены эмпирические зависимости

$$I_{уд} = 1,6 \cdot 10^4 \sqrt{\frac{W_k}{A}};$$

$$\eta_T = (0,83 W_k + 2,5) \cdot 10^{-5} I_{уд} + (0,03 W_k + 0,2),$$

где $I_{уд}$ — измеряется в секундах, а W_k — в джоулях.

Минимальная величина одиночного импульса ИПД 10^{-4} Н·с. Полученный в экспериментах ресурс составляет 10^9 выстрелов. При этом за счет увеличения частоты выстрелов для ИПД возможны ускоренные ресурсные испытания.

В качестве типичного примера бортового варианта приведем импульсный плазменный двигатель системы ориентации и стабилизации, которая была использована на высотной ракете. Импульсные плазменные двигатели рельсового типа создают импульсы тяги в двух противоположных направлениях. Емкость конденсатора 4 мкФ; рабочее напряжение 2 кВ, удельная масса 100 г/Дж, рабочее вещество — фторопласт. Двигатель обеспечивает импульсы $1,8 \cdot 10^{-3}$ Н·с с интервалом 6 с. Средняя скорость истечения $5,5 \cdot 10^5$ см/с, цена тяги 400 Вт/сН.

В качестве другого примера укажем ИПД на фторопласте, разработанный в рамках долгосрочной программы Европейского космического агентства и предназначенный для использования в системе управления спутников связи [34]. Общая схема двигательной установки показана на рис. 4.8. Твердое рабочее вещество в форме бруска подается в разрядную камеру конической формы. Длительность импульса 1 мс, частота повторения 1 Гц. Двигатель развивает среднюю тягу до 10^{-2} Н при тяговом КПД до 40 %.

В заключение остановимся на одном следствии, которое вытекает из отмеченного выше явления задержки выхода массы при скользящем разряде вдоль поверхности диэлектрика. Как показывают эксперименты, характерное время этой задержки составляет 5 — 10 мкс. Поэтому представляет интерес сравнить работу ИПД в собственно импульсном и квазистационарном режимах, когда продолжительность разряда τ_p намного превышает все остальные характерные времена формирования течения в канале ускорителя, включая время установления по-

стоянного расхода. Единственное характерное время, которое может превышать τ_p , — это время установления стационарного теплового режима электродов.

Впервые сравнение обоих режимов работы эрозионного ИПД было выполнено Л.В. Лесковым, А.М. Малаховым и др. в 1972 г. [27]. Эксперименты проводились на ускорителе, работавшем на эрозии фторопласта при неизменной геометрии электродов. Длительность импульсного разряда составляла 15 мкс, а в квазистационарном режиме импульс тока прямоугольной формы имел длительность 150 мкс. В обоих случаях в разряд вкладывалась одинаковая энергия около 100 Дж. Для импульсного режима получены значения среднемассовой скорости $v = 4,5 \cdot 10^6$ см/с и энергетического КПД $\eta_{эН} = 0,28$; для квазистационарного режима $\bar{v} = 6,5 \cdot 10^6$ см/с и $\eta_{эН} = 0,55$ соответственно.

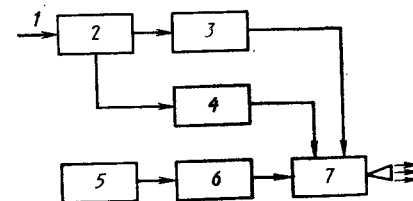
4.2. КВАЗИСТАЦИОНАРНЫЕ И СТАЦИОНАРНЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ ДВИГАТЕЛИ

В последние годы за рубежом уделяют большое внимание исследованиям квазистационарных плазменных двигателей. В США, Западной Европе и Японии по числу публикаций двигатели этого типа, которые в зарубежной литературе принято называть магнитоплазмодинамическими (МПД), занимают второе место после ионных. В Советском Союзе двигатели этого класса в настоящее время не исследуются. Рассмотрим, в чем состоят причины столь разного подхода к МПД в СССР и за рубежом.

Чтобы разобраться в этом вопросе, разберем одну из последних работ, посвященных исследованию квазистационарных МПД, которая выполнена в университете г. Штутгарта (ФРГ) [20]. Схема двигателя, исследованного в этой работе, показана на рис. 4.8. В качестве рабочего вещества служит фторопласт. Внутренний электрод (анод) изготавливается из торированного вольфрама, наружный (катод) — из коррозионно-стойкой стали. Диаметр внутреннего электрода 8 мм, наружного — 40 мм, длина катода до 40 мм. Изменение полярности электродов на противоположную ухудшает равномерность горения дугового разряда на внешнем электроде и ведет к его локальному перегреву с образованием расплавленных зон.

Рис. 4.8. Схема квазистационарного МПД двигателя:

1 — подвод электропитания; 2 — зарядное устройство; 3 — накопитель энергии; 4 — блок поджига; 5 — блок хранения рабочего тела; 6 — система подачи; 7 — двигатель



Внутренним электродом может быть и катод. В качестве системы электропитания в этом случае используется батарея электролитических конденсаторов суммарной емкостью $9,6 \cdot 10^4$ мкФ, обеспечивающая при напряжении 355 В длительность импульса тока 2 мс. Полная энергия $W_k = 6$ кДж, максимальный разрядный ток 4,3 кА, постоянное значение тока поддерживается в течение примерно 1,5 мс.

Тяговые характеристики двигателя определялись с помощью весового устройства и по расходу рабочего вещества, который измерялся по серии из 600 выстрелов. Удельная масса абляции фторопласта составляла 1,0 – 2,5 мг/Дж, причем унос фторопласта происходил неравномерно по радиусу, разрушалась главным образом центральная часть диэлектрической шайбы, примыкавшая к аноду. Наблюдалась значительная эрозия центрального электрода (анода), скорость которой достигала 20 % уноса рабочего тела.

Измерения показали, что среднемассовая скорость истечения уменьшалась с ростом силы тока от 3 до 6 кА в пределах $(1,5 - 0,5) \cdot 10^6$ см/с (удельный импульс 1500 – 500 с). Полученная в этих экспериментах тяга соответствовала оценкам по формуле (1.111). Тяговый КПД лежал в диапазоне 0,03 – 0,09 и возрастал с уменьшением силы тока и увеличением удельного импульса.

Согласно теоретическим представлениям (см. гл. 1), следовало ожидать обратной зависимости \bar{v} и η_t от разрядного тока. Уменьшение этих характеристик с возрастанием тока связано с тем, что при этом, очевидно, слишком быстро увеличивалась скорость абляции диэлектрика, величину которой для выбранной конструкции двигателя нельзя регулировать самостоятельно. Следует отметить также, что неприемлемо велика скорость эрозии электродов.

Таким образом, если сравнить двигатель этого типа с двигателем с азимутальным дрейфом, рассчитанным на тот же средний уровень тяги и удельного импульса, то нетрудно убедиться, что он уступает ДАД по всем показателям: по уровню тягового КПД, по ресурсоспособности, по простоте системы электропитания.

Чтобы окончательно удостовериться в том, полностью ли правилен такой вывод, следует дополнительно проанализировать вопрос, не обладают ли магнитоплазодинамические (МПД) двигатели какими-либо потенциальными преимуществами, которые могут впоследствии заставить пересмотреть эту точку зрения. С этой целью проанализируем возможные механизмы ускорения плазмы в МПД системах.

Объединяя формулы (1.100) и (1.111), получаем выражение для полной силы, действующей на плазму в МПД двигателях и обусловленной магнитными и газодинамическими эффектами:

$$F \cong \frac{\mu I^2}{4\pi} \left(\ln \frac{r_2}{r_1} + \frac{3}{4} \right) + p_0 \pi r_2^2, \quad (4.17)$$

где p_0 – давление на срезе центрального электрода вне струи плазмы; r_2 – радиус наружного электрода.

Как показал анализ, выполненный в гл. 1, оценка тяги по формуле (4.17) дает правильный результат лишь при соблюдении некоторых дополнительных условий.

В связи с разбором формул (1.132) и (1.133), определяющих эффективность ускорения плазмы под действием электронного "ветра", отметим, что для этого плотность тока и плотность плазмы должны быть достаточно велики (например, порядка 10^3 А/см² и 10^{15} см⁻³ соответственно), а электронная температура, наоборот, застabilизирована вблизи $T_e \approx 1$ эВ.

Другое условие связано с соблюдением требований к параметру обмена (1.76). Эффективность ускорения плазмы за счет электронного трения зависит от параметра обмена

$$Mo = I_p / \dot{I}_m,$$

где $\dot{I}_m = \frac{e}{M} m$ – расход, выраженный в токовых единицах.

Между параметром обмена, кинетической энергией иона, приложенной разностью потенциалов и тяговым КПД существует соотношение (1.78). Если, например, $U = 350$ В, $\eta_t = 0,5$, то

$$W/Mo = 180. \quad (4.18)$$

Чтобы механизм электронного "ветра" обеспечивал энергию ионов, большую eU , значение параметра Mo должно значительно превышать единицу. В опытах [20] это требование не соблюдалось.

Существует еще одна возможность оптимизировать рабочий процесс МПД двигателей, связанная с использованием внешнего магнитного поля [см. (1.112)]. Если катушка, создающая это поле, имеет отдельный источник питания, то для оценки соответствующей дополнительной компоненты магнитной силы можно записать выражение

$$F_H \approx IB_r \bar{\beta} a, \quad (4.19)$$

где I – разрядный ток; B_r – радиальная компонента магнитного поля, создаваемого внешней катушкой; $\bar{\beta}$ – среднее значение параметра Холла; a – геометрический фактор.

Если катушка и двигатель подключены к одному источнику питания, то

$$F_H \approx \mu N' I^2 \bar{\beta} a, \quad (4.20)$$

где N' – погонное число витков катушки.

С увеличением разрядного тока преобладающую роль начинает

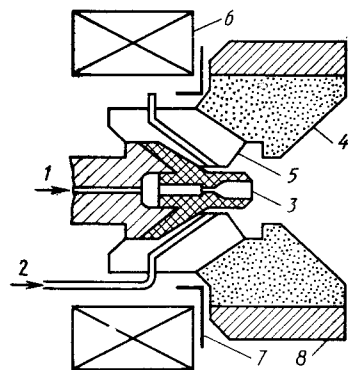


Рис. 4.9. Магнитоплазодинамический двигатель на аммиаке:

1, 2 — подача аммиака; 3 — катод; 4 — анод; 5 — изолятор; 6 — магнитная катушка; 7 — тепловой экран; 8 — излучатель

играть сила (4.17), обусловленная действием собственного магнитного поля. Для оценки условий перехода к этому режиму можно воспользоваться эмпирическим условием

$$I_{кр} \approx 10^4 B, \quad (4.21)$$

где B измеряется в Тл, I — в А.

Например, при $B \approx 0,2$ Тл критическое значение тока $I_{кр} \approx 2000$ А, что примерно соответствует импульсной мощности МПД двигателя 100 кВт (рис. 4.9).

Если МПД двигатель работает в режиме, определяемом условиями (4.20) или (4.21), когда параметр Холла $\beta \gg 1$, то азимутальный холловский ток j_ϕ значительно превосходит радиальный ток j_r . Ускорение ионов в этом случае определяется самосогласованным электрическим полем подобно тому, как это происходит в двигателях с азимутальным дрейфом. Однако достигается этот результат существенным усложнением схемы, что ведет к ограничению эффективности двигателя по сравнению с ДАД.

Итак, квазистационарные МПД двигателя даже в перспективе не обладают никакими потенциальными преимуществами по сравнению с двигателями с замкнутым дрейфом электронов. Эта оценка может, однако, измениться, если рассмотреть сильнотоочный плазменный двигатель, работающий в стационарном режиме. Как следует из формул (4.17) — (4.21), такой стационарный сильнотоочный двигатель (СТД) может обеспечивать высокий уровень тяги при тяговом КПД не менее 50 % и скоростях истечения несколько единиц на 10^6 см/с. Это подтверждают и эксперименты, выполненные в квазистационарном режиме (см. предыдущий раздел). Существенно при этом, что если параметр обмена $Mo \gg 1$, то можно получить величину скорости истечения (удельного импульса), намного большую, чем это возможно в случае бездиссипативного ускорения при той же разности потенциалов. Если в качестве источника энергии на борту космического аппарата используется низковольтный преобразователь (солнечная батарея, термоэмиссионный преобразователь), то это важное преимущество, поскольку такой СТД может работать непосредственно от низковольтного преобразователя.

Указанные преимущества стационарного сильнотоочного двигателя позволяют рассматривать его как перспективный маршевый двигатель, работающий на космических аппаратах, которые снабжены низковольт-

ной энергоустановкой мощностью порядка 100 кВт и выше. В Советском Союзе СТД особенно обстоятельно исследованы А.А. Поротниковым, а в варианте торцевого холловского двигателя с внешним магнитным полем (ТХД) — И.Н. Острцовым [27]. Обстоятельные исследования ТХД, работающих на щелочных металлах с присадками щелочноземельных и редкоземельных элементов, выполнены Е.П. Сенокосовым [33]. Показано, что правильный подбор плазмобразующих рабочих веществ позволяет на 10 — 40 % снизить разрядное напряжение и на несколько сотен градусов — температуру электродов.

В табл. 4.1 приведена сводка типичных характеристик сильнотоочного двигателя с внешним магнитным полем, работавшего на литии.

При экспериментальном исследовании ТХД установлено, что его КПД возрастает с ростом разрядного тока, напряжение увеличивается с ростом магнитного поля, а тяга не зависит от напряжения. Измеренная в экспериментах скорость, выраженная в вольтах, заметно превосходит приложенную разность потенциалов (до 10 раз), а параметр обмена достигает при этом 20. При работе на литии в диапазоне мощностей 0,5 — 50 кВт разрядный ток составлял 100 — 1500 А, напряжение 15 — 100 В, магнитное поле 0,02 — 0,6 Тл. На уровне 7 кВт двигатель обеспечивал удельный импульс 1500 с, КПД — 0,28, тягу — 0,27 Н.

Для подбора оптимальных рабочих режимов СТД, обеспечивающих максимальный КПД, важно изучить характерные типы плазменных неустойчивостей и определить границы стабильной работы двигателей. Установлено, что при сохранении постоянного расхода начиная с некоторого критического значения разрядного тока СТД переходит в аномальный режим работы. При этом на вольт-амперной характеристике появляется резкий излом и начинается крутой рост напряжения. Одновременно возникают интенсивные колебания электрического потенциала, наблюдаются локальные привязки разряда на наружном электроде — аноде — и усиливается его эрозия. Как показал А.Г. Корсун, переход СТД в предельный режим можно связать с отжатием плазменного потока от анода вследствие пинч-эффекта [19].

Для ТДХ наиболее характерна неустойчивость типа ионизационной волны, которая вращается в направлении азимутального дрейфа электронов (сравните с аналогичным явлением в случае ускорителя с замкнутым дрейфом электронов и протяженной зоной ускорения).

Другая проблема, которая имеет важное значение для создания

Таблица 4.1

I , А	U , В	$N_{эл}$, кВт	\dot{m} , г/с	B , Тл	$I_{уд}$, с	η_T
2250	61,5	138	0,033	0,022	7000	0,60
3000	38	114	0,050	0,019	4400	0,43
3000	44	132	0,050	0,032	5500	0,58

эффективных СТД и ТХД, обладающих достаточным ресурсом, — правильная организация процессов на электродах. В опубликованных работах предложены различные типы перспективных катодов — жидкометаллические, полые или стержневые, пленочные. Вопросы стойкости электродов плазменных двигателей рассмотрены в работе [2]. У высоко-точных МПД, работающих в квазистационарном режиме, скорость эрозии катода составляет около 4 мк/Кл [30]. Скорость эрозии вольфрамового катода для стационарного режима работы — около 0,03 мг/Кл и для импульсного (квазистационарного) режима — около 15 мг/Кл [42]. В критических режимах скорость разрушения электродов резко возрастает. Несмотря на большое количество исследований, посвященных обеспечению ресурса высоко-точных двигателей, эту проблему в настоящее время нельзя считать решенной.

Существует одна практически интересная возможность использования СТД и ТХД в перспективных электродвигательных установках. Эта возможность состоит в применении плазменных ускорителей такого типа в качестве преобразователей напряжения. Ядерные реакторы-генераторы вырабатывают постоянный электрический ток низкого напряжения (десятки вольт). Полупроводниковые преобразователи напряжения обладают высоким КПД, но могут работать только при низких температурах — обычно не более 100 °С. Поэтому их удельная масса оказывается высокой — обычно не меньше 10⁴ кг/МВт (включая холодильник-излучатель). Это создает трудности при использовании в составе энергодвигательной установки высокоэффективных ионных двигателей или двигателей с анодным слоем, которые работают при высоких напряжениях. Применение в системе преобразования напряжения высоко-точных ускорителей плазмы позволяет решить эту проблему иным путем.

Возможная схема плазменного преобразователя напряжения основана на последовательном включении низковольтного ТХД или СТД (КПД ускорения $\eta_y = 0,6 \dots 0,7$, параметр обмена $M_0 \approx 20$, отношение энергии ионов в вольтах к разрядному напряжению $\varphi_y = 10$) и магнитогидродинамического генератора, у которого параметр обмена $M_0 < 1$. В качестве магнитогидродинамического генератора можно использовать генератор типа Фарадея либо генератор холиовского типа, работающий на слабоионизированной плазме и обеспечивающий максимальный коэффициент трансформации напряжения

$$\varphi_T \sim 1/\alpha, \quad (4.22)$$

где α — степень ионизации ($\alpha \ll 1$).

Масса реактора-генератора зависит от его мощности N :

$$M_p = M_p^0 + \mu_p(N - N_0), \quad (4.23)$$

где $\mu_p = \partial M_p / \partial N$, причем $\mu_p < M_p / N$, поскольку μ_p с увеличением мощности N монотонно снижается.

Для зависимости массы преобразователя от мощности запишем выражение

$$M_{пр} = \mu N. \quad (4.24)$$

Источник электроэнергии с плазменным преобразователем будет иметь массу меньшую, чем в случае полупроводникового преобразователя, если соблюдается условие

$$\eta_2 > \frac{\mu_p}{\mu_p + \eta_1(\mu_1 - \mu_2)} \eta_1, \quad (4.25)$$

где η_1 и μ_1 , η_2 и μ_2 — КПД и удельная масса полупроводникового и плазменного преобразователя соответственно.

С помощью формул (4.23) — (4.25) определим выигрыш в массе энергоустановки с плазменным преобразователем:

$$\Delta M = N_0[\mu_1 - \mu_2 \frac{\eta_1}{\eta_2} - \mu_p(\frac{\eta_1}{\eta_2} - 1)]. \quad (4.26)$$

Приведем численный пример. Пусть $N = 2$ МВт, $\mu_p = 0,4$ т/МВт ($M_p/N = 7,5$ т/МВт). Для перспективного полупроводникового преобразователя примем $\eta_1 = 0,9$, $\mu_1 \approx 5$ т/МВт.

Плазменный преобразователь может работать при высоких температурах, поэтому он значительно легче. Если принять для оценки $\mu_2 \approx 1$ т/МВт, то из формулы (4.26) будет следовать, что энергоустановка с плазменным преобразователем обеспечивает выигрыш в полезной нагрузке при условии, что КПД преобразования $\eta_2 \geq 0,07$. Например, при $\eta_2 = 0,3$ выигрыш в массе энергоустановки достигает $\Delta M = 2,4$ т.

4.3. ТЕПЛООБМЕННЫЕ ДВИГАТЕЛИ

Низковольтный плазменный двигатель при мощностях 1 — 5 кВт переходит в режим электротермического ускорения плазмы, когда разгон ионов происходит в основном газодинамическими силами. По некоторым оценкам, подобные электродуговые, или электротермические, двигатели могут найти практическое применение для ориентации ИСЗ и стабилизации его орбиты, в особенности в тех случаях, когда на его борту находится ядерная энергоустановка. В табл. 4.2 приведены характеристики типичного электротермического двигателя (ЭТД), разработанного для этой цели в университете г. Осака (Япония) [15]. Сравнивая эти характеристики с результатами исследований двигателей

Таблица 4.2

Характеристики	Рабочее вещество		
	H ₂	N ₂	Гидразин N ₂ H ₄
Мощность, кВт	2,3	1,3	2,2
Разрядный ток, А	45	40	40
Напряжение, В	51	48	55
Тяга, мН	145	255	200
Удельный импульс, с	483	240	306
Тяговый КПД, %	15,0	15,6	13,6

с замкнутым дрейфом, нетрудно убедиться, что последним следует отдать предпочтение по всем показателям.

Отметим также, что проблема ресурса дуговых ЭРД, которые требуют применения термостойких материалов (вольфрама, нитрида бора), также до сих пор не решена.

В процессе исследования сильноточных плазменных двигателей были выяснены многие важные вопросы, связанные с подбором и разработкой материалов, предназначенных для изготовления электродов и изоляторов. Цикл этих исследований послужил основой при разработке другого класса перспективных ЭРД — теплообменных, или электронагревных, двигателей (ЭНД). Двигатели этого типа отличаются от электродуговых тем, что разогрев рабочего вещества осуществляется не в положительном столбе сильноточного разряда, а с помощью теплообменных омических нагревателей. Это ведет к ограничению скорости истечения, но зато позволяет исключить потери на ионизацию рабочего вещества и соответственно резко снизить цену тяги. Для космических аппаратов с малой энерговооруженностью это имеет важное значение. Благодаря этому преимуществу, теплообменные двигатели нашли широкое применение на различных отечественных и зарубежных ИСЗ, в первую очередь на связных спутниках, размещенных на геостационарной орбите [21, 31, 34, 28].

На рис. 4.10 показана принципиальная схема теплообменного двигателя, работающего на продуктах термического или каталитического разложения гидразина. Подогреватель рабочего вещества может обеспечивать повышение его температуры перед входом в сопло до 1700 — 2200 К.

Оценить тягу и среднемассовую скорость истечения ЭНД можно с помощью формул (1.100) и (1.102). Поскольку в электронагревных двигателях тепло подводится сначала к нагревательному элементу, а от него передается рабочему веществу, в них неизбежны потери энергии. Величину этих потерь учитывают с помощью теплового, или термического, КПД

$$\eta_{\text{терм}} = h_0/h_{\text{эл}}, \quad (4.27)$$

где h_0 и $h_{\text{эл}}$ — энергия, вкладываемая в рабочее вещество и подводимая к двигателю соответственно.

Другой специфический вид потерь в ЭНД связан с так называемым эффектом "закалки", который состоит в том, что скорость объемных процессов, происходящих при истечении рабочего вещества в сопле двигателя, оказывается недостаточной для завершения в нем процессов рекомбинации. В результате этого эффекта степень диссоциации рабочего тела, покидающего двигатель, оказывается "замороженной". Для оценки влияния этого эффекта вводят КПД "замороженного" течения

$$\eta_F = \frac{h_0 - h_F}{h_0}, \quad (4.28)$$

где h_0 и h_F — полная энтальпия рабочего вещества и ее "замороженная" часть соответственно.

С учетом эффекта "закалки" скорость истечения из сопла двигателя

$$v_K = \sqrt{2(h_0 - h_F)} = \sqrt{2\eta_F h_0}. \quad (4.29)$$

При выводе (4.29) принято, что истечение происходит в вакуум ($p_K \gg p_B$).

На рис. 4.11 показаны расчетные зависимости удельного импульса ЭНД, работающего на гидразине, от вкладываемой удельной мощности и степени диссоциации аммиака в сопле. Состав газовой смеси, истекающей из сопла в вакуум, считается полностью "замороженным". Реальная величина максимально возможного значения удельного импульса определяется предельной температурой теплообменного устройства (не более 2570 К), потерями в сопле (7 — 10 %).

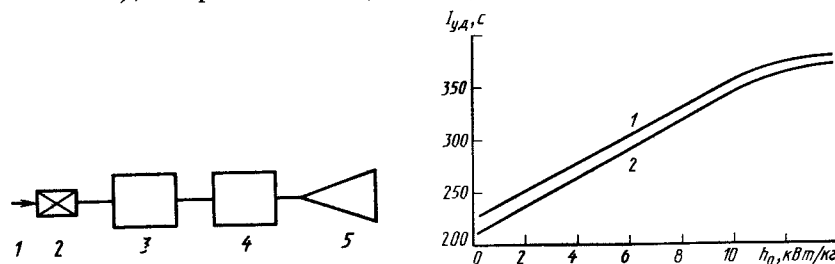
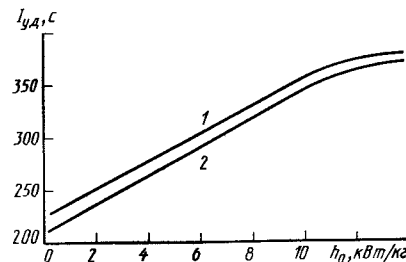


Рис. 4.10. Принципиальная схема электронагревного двигателя:
1 — подача гидразина; 2 — клапан регулирования расхода; 3 — катализатор; 4 — теплообменник; 5 — сопло

Рис. 4.11. Зависимости удельного импульса и функции дополнительного подогрева от удельной мощности:

1 и 2 — степень диссоциации аммиака 60 и 100 % соответственно



Основной вид тепловых потерь в ЭНД — это излучение элементами его конструкции, включая тепловые экраны. Величина теплового КПД увеличивается с ростом тяги двигателя и снижается с возрастанием удельного импульса. При тяге 1,5 — 2,0 Н и удельном импульсе 300 — 320 с тепловой КПД составляет 0,80 — 0,88, а цена тяги — около 18 Вт/сН.

По способу подвода тепла к рабочему веществу ЭНД можно разделить на два вида — с прямым и с косвенным нагревом. В первом случае нагревательные элементы находятся в непосредственном контакте с газообразными продуктами разложения гидразина. В таких двигателях напряжение подается на нагревательный элемент непосредственно перед открытием клапана системы подачи гидразина. Преимущество такого варианта ЭНД — его малая тепловая инерция и повышение экономичности, недостатки — усложнение проблемы ресурса в связи с термоструктурированием.

В электронагревном двигателе косвенного нагрева отсутствует прямой контакт рабочего вещества с нагревательным элементом. Это открывает более широкие возможности по выбору материалов нагревательного элемента, повышает надежность двигателя, облегчает согласование с бортовой энергоустановкой, позволяя использовать прямое подключение к бортовым аккумуляторам. Теплообменник такого двигателя постоянно находится в нагретом состоянии, а расход рабочего вещества регулируется в зависимости от программы работы двигательной установки.

Для изготовления элементов конструкции ЭНД обычно используют тугоплавкие металлы — вольфрам, молибден, рений, сплавы платины с иридием и радием. В качестве изоляторов применяют нитрид бора. Для уменьшения тепловых потерь используют экрано-вакуумную тепловую изоляцию. Подвод электрической энергии к двигателю осуществляют с помощью тепловых переключателей, обладающих более высоким электрическим сопротивлением. Использование таких переключателей позволяет свести к минимуму потери тепла путем теплопроводности через токоподводы.

В качестве рабочих веществ можно использовать биоотходы (CO_2 , H_2O , CH_4 , H_2). При температуре нагревательного элемента 1500 — 2000 К использование этих веществ за исключением водорода позволяет получать удельный импульс 200 — 250 с, а цену тяги — 10 — 20 Вт/сН. В случае водорода удельный импульс достигает 600 — 650 с, а цена тяги — 30 Вт/сН. Использование в качестве рабочего вещества в ЭНД биоотходов представляет практический интерес для пилотируемых орбитальных кораблей и комплексов. В случае автоматических космических аппаратов оптимальным рабочим веществом является гидразин.

Гидразин представляет собой жидкое высококипящее топливо (тем-

пература кипения 113,5 °С) с достаточно высокой плотностью — около 1 г/см³. Эти характеристики делают удобным хранение гидразина и его подачу в двигатель. Продукты разложения гидразина газообразны, поэтому не возникает опасности их осаждения на элементах конструкции космического аппарата. Гидразин — наиболее высокоэнергетическое топливо среди известных однокомпонентных эндотермических топлив, продукты его разложения имеют относительно небольшую молярную массу (10 — 19 г/моль).

Реакция разложения гидразина N_2H_4 на компоненты (аммиак NH_3 , азот N_2 , водород H_2) сопровождается выделением удельной теплоты $Q = (3470 - 1880x)$ Дж/г, где x — степень диссоциации аммиака.

Особенность этой реакции состоит в том, что она может протекать в присутствии катализатора вообще без подвода электрической энергии. Используя это свойство гидразина, создали особый класс двигателей — каталитические двигатели. Такие двигатели работают, вообще не затрачивая электрической энергии. Дополнительный небольшой подогрев позволяет использовать катализаторы более простой конструкции, например, в форме опрессованных проволочных спиралей, обладающих большим ресурсом. Двигатели такого типа называют термокаталитическими (ТКД). В диапазоне удельных импульсов 200 — 240 с они обеспечивают минимальную цену тяги (не более 50 Вт/Н). Наименьшее значение тяги, которое можно получить с ТКД, составляет 10 мН.

Для термокаталитических двигателей следует скорректировать формулы (4.28) и (4.29), включив в них энергию h_x , полученную за счет химической реакции на катализаторе

$$\eta_F^* = \frac{(h_0 + h_x) - h_F}{h_0 + h_F}; \quad (4.30)$$

$$v_K^* = \sqrt{2\eta_F^*(h_0 + h_x)}. \quad (4.31)$$

Дополнительный подогрев продуктов каталитического разложения гидразина в теплообменнике позволяет повысить удельный импульс до 260 — 400 с. Цена тяги при этом остается достаточно низкой — порядка 10 Вт/сН.

Еще одна разновидность ЭНД — гибридные электрохимические двигатели (ЭХД) [31]. Эти двигатели занимают промежуточное положение между высокоэффективными ЖРД и электродуговыми двигателями, так как в них используются двухкомпонентные химические топлива, например $\text{H}_2 + \text{O}_2$ или $\text{H}_2 + \text{F}_2$, которые предварительно подогреваются электрическим током. В зависимости от степени диссоциации рабочего вещества такие ЭХД обеспечивают получение удельного импульса 600 — 1400 с. Их тепловой КПД достигает 0,4 — 0,9 в зависимости от конструк-

ции и режима работы. ЭХД рассматриваются в качестве перспективных маршевых двигателей космических транспортных кораблей, совершающих полеты на геостационарную и другие орбиты.

4.4. ТЕПЛООБМЕННЫЕ СВЕТОВЫЕ ДВИГАТЕЛИ

Электрическим ракетным двигателям теплообменного типа можно придать принципиально новое качество, если использовать источник энергии, который находится вне космического корабля и энергия от которого подводится к двигателю с помощью хорошо сфокусированного пучка электромагнитного излучения. Впервые эту идею в 1924 г. предложил К.Э. Циолковский.

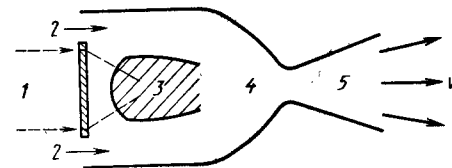
В наше время наиболее известен предложенный в 1971 г. А. Кант-ровицем¹ теплообменный двигатель, в котором пучок излучения создается с помощью лазера. Теплообменные двигатели такого типа называют лазерными.

Типичная схема лазерного двигателя показана на рис. 4.12. И лазерный луч, и холодное газообразное рабочее вещество поступает на вход сверхзвукового сопла двигателя. Газ нагревается, поглощая энергию излучения. Чтобы предохранить стенки сопла от разрушения, примыкающий к ним слой газа остается относительно холодным; нагрев газа осуществляется в основном вблизи сопла. Поэтому течение газа в сопле носит существенно двумерный характер.

Чтобы обеспечить высокие скорости истечения и КПД, в лазерном двигателе целесообразно использовать рабочие вещества с малой атомной массой, а температуру в теплообменной камере сделать максимальной возможной. Оптимальным рабочим веществом является водород, однако он обладает низким коэффициентом поглощения энергии излучения. Величину этого коэффициента можно значительно поднять, используя небольшие добавки к водороду (например 1 % цезия и 1 % водяного пара). Для такой смеси водорода, цезия и паров воды линейный показатель поглощения в инфракрасной области спектра с ростом температуры от 2000 до 6000 К увеличивается от 2 до 200 м⁻¹ при давлении газа 3 МПа [8].

Оценка параметров теплообменного двигателя возможна на основе решения уравнения Навье — Стокса. Задача усложняется из-за двумерного характера течения в сопле, а также в связи с наличием больших градиентов температуры и изменения теплофизических свойств газовой смеси в теплообменной камере (коэффициенты поглощения, теплопро-

Рис. 4.12. Лазерный двигатель:
1 — лазерное излучение; 2 — подача водорода; 3 — зона поглощения излучения; 4 — зона смещения; 5 — сопло



водности и др.). Из оценок, полученных в одномерном приближении [22], следует, что при плотности лазерного излучения $1 \cdot 10^6$ Вт/см² для указанной смеси при давлении на входе в сопло 30 МПа температура торможения 3200 К. Удельный расход через сопло при этом составляет $1,5 \cdot 10^{-2}$ кг/см²с.

Скорость истечения из сверхзвукового сопла идеального замороженного газа определяется формулой (1.102). Учитывая, что стенки сопла защищены слоем холодного газа, температуру ядра потока в сопле можно поднять до 10^4 К. Поэтому при работе на водороде можно рассчитывать на получение скоростей истечения $(1,5 - 2,0) \cdot 10^6$ см/с (удельный импульс 1500 — 2000 с). Это на порядок выше, чем при использовании обычных теплообменных двигателей.

Однако применение водорода в качестве рабочего вещества лазерных двигателей связано с некоторыми трудностями (потери удельного импульса, так как при истечении из сопла водород не успевает рекомбинировать; при давлениях порядка 10 кПа коэффициент поглощения оказывается низким; малая плотность в жидком состоянии). В качестве альтернативного рабочего вещества иногда рассматривается гелий.

Другой способ решения проблемы состоит в переходе к импульсному режиму работы лазерного двигателя. При больших плотностях лазерного излучения (больше 10^7 Вт/см²) возникает явление лазерной детонации, которое состоит в том, что навстречу лазерному лучу в газе распространяется волна детонации [8]. Появление в газе повышенной концентрации свободных электронов ведет к увеличению коэффициента поглощения. Кроме того, в импульсном режиме скорость истечения обратно пропорциональна корню четвертой степени из молярной массы, что позволяет использовать не водород, а более тяжелые рабочие вещества, не очень значительно проигрывая при этом в величине удельного импульса.

Основные тяговые характеристики лазерного двигателя связаны соотношением

$$\eta = \frac{\dot{m} v^2}{2N} = \frac{F^2}{2\dot{m}N} = \frac{Fv}{2N}, \quad (4.32)$$

где N — мощность лазерного излучения, поступающего на вход двигателя.

Из выражения (4.32) видно, что при заданных значениях N и v

¹ Глэмб Р., Криер Х. Принципы и состояние разработки лазерных ракетных двигателей // Аэрокосмическая техника. 1985. Т. 3, № 1. С. 119—132.

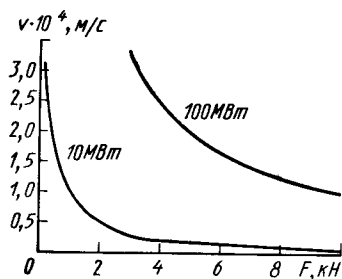


Рис. 4.13. Зависимость скорости истечения v от тяги F лазерного двигателя и мощности излучения ($\eta = 0,5$)

тяга и скорость истечения связаны между собой обратно пропорциональной зависимостью. Построенные на основании (4.32) кривые $F - v$ при $\eta = 0,5$ для значений лазерной мощности 10 и 100 МВт приведены на рис. 4.13.

Рассматривая зависимости, показанные на этом рисунке, видим, что, например, для обеспечения межорбитального перелета космического корабля массой 10 т с ускорением $0,1 g_0$ нужен двигатель, развивающий тягу около 10^4 Н. При скоростях истечения $(1 - 1,5) \cdot 10^6$ см/с мощность подводимого к теплообменному двигателю лазерного излучения должна быть порядка 100 МВт. Лазеров, обладающих таким уровнем мощности, пока не существует.

Рассмотрим подробнее проблемы, которые необходимо решить, чтобы обеспечить достаточно высокий КПД преобразования энергии лазерного излучения в тепловую энергию рабочего вещества. Дифракционный предел расходимости лазерного пучка

$$\vartheta = \frac{1,22\lambda}{D}, \quad (4.33)$$

где λ — длина волны когерентного излучения; D — диаметр зеркала лазера.

Если, например, $\lambda = 10,6$ мкм и $D = 10$ м, то $\vartheta = 10^{-6}$ рад и, следовательно, на расстоянии около 10^4 км диаметр светового пучка составит 10 м. Зеркальная система, установленная на борту космического корабля, должна собрать этот пучок и сфокусировать его на окне рабочей камеры двигателя. Если диаметр этого окна 20 см, а мощность лазерного излучения 100 МВт, то плотность радиационного потока, падающего на окно, составит $3 \cdot 10^5$ Вт/см². Это создает большие трудности для подбора необходимого оптического материала.

Для изготовления окна рабочей камеры перспективны такие мало поглощающие материалы, как фторид стронция или селенид цинка. Хотя коэффициент поглощения инфракрасного излучения таких материалов порядка 10^{-2} % [8], но даже при такой малой его величине в стекле будет выделяться тепловая мощность 10 кВт. Поэтому потребуются охлаждение стекла, например, жидким водородом или использование системы с вращающимися окнами, каждое из которых будет подвергаться воздействию лазерного излучения лишь относительно малое время.

Значительные трудности будут связаны с разработкой бортового концентратора лазерного излучения. Он должен обладать чрезвычайно высоким коэффициентом отражения, чтобы исключить изменение формы его поверхности вследствие термических нагрузок. Кроме того, если расстояние, на которое передается лазерная энергия, становится порядка $3,6 \cdot 10^4$ км (геостационарная орбита), то диаметр приемного зеркала будет достигать нескольких десятков метров.

Самые большие сложности создания лазерных двигателей связаны с разработкой лазерных энергоустановок достаточной мощности. В зависимости от того, насколько далеко удастся продвинуться в этом направлении, можно будет говорить об использовании таких двигателей для решения ряда задач возрастающей сложности:

- 1) стабилизация КА на заданной орбите;
- 2) грузовые транспортные операции массового характера в околоземном космическом пространстве;
- 3) вывод транспортных космических кораблей с поверхности Земли на опорную околоземную орбиту.

Современные лазеры могут обеспечить мощность около 1 МВт в непрерывном режиме, а к 1990 г. ожидается появление лазеров, рассчитанных на мощность в десятки мегаватт [7]. Практический интерес к разработке лазеров большой мощности обусловлен тем, что их предполагают использовать для решения ряда важных задач, например для управляемого термоядерного синтеза, лазерных двигателей, космических электростанций для энергоснабжения Земли и т.д. Можно поэтому ожидать, что в качестве очередного шага, примерно к началу следующего столетия, будут созданы лазеры с уровнем мощности в сотни мегаватт.

Известны лазеры, которые в принципе пригодны для решения этих задач. К их числу относят химические лазеры, работающие по открытому циклу, электроразрядные лазеры, которые могут обеспечить КПД более 20 %, лазеры на свободных электронах, КПД которых может быть еще более высок, а также лазеры с солнечной накачкой [8, 12]. Последний тип лазера особенно интересен при использовании его в составе космической солнечной электростанции.

Высказана идея создания магнитогидродинамического воздушно-реактивного двигателя с лазерным питанием [44]. Летательный аппарат, поднимающийся на высоту 15 — 70 км, обладает скоростью от 1 до 15 М. Энергия подводится в аппарат в виде сфокусированного пучка лазерного излучения от космической или наземной электростанции; в последнем случае возможно использование орбитального отражателя. В теплообменнике двигателя эта энергия используется для нагрева и ионизации водорода, который служит рабочим веществом для бортового МГД-генератора. Вырабатываемые МГД-генератором импульсы тока используются для создания вокруг летательного аппарата кольца

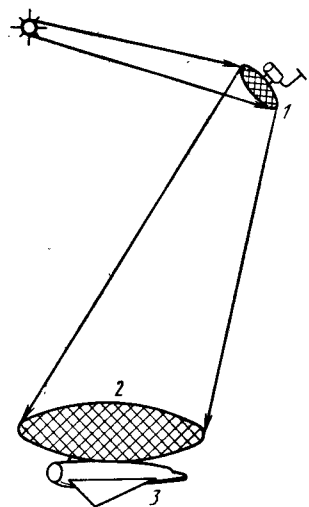


Рис. 4.14. Теплообменный двигатель с солнечным концентратором:
1 — орбитальный концентратор; 2 — бортовой приемник излучения; 3 — транспортный корабль

вых слоев ионизированного воздуха. Эти слои затем ускоряются магнитными силами, захватывая подобно поршням находящуюся между ними массу неионизированного воздуха.

Рассмотрим другой вариант транспортной космической системы, в которой также применен световой теплообменный двигатель, но которая не связана с использованием лазерных энергоустановок. Вместо них для нагрева рабочего вещества в теплообменном двигателе непосред-

ственно используется поток солнечного излучения, сфокусированного орбитальным отражателем. Схема такой транспортной системы показана на рис. 4.14. Если использовать орбитальный отражатель, эффективный диаметр которого 3 км, то он в состоянии обеспечить в световом пятне мощность 10 ГВт.

Орбитальный отражатель может быть изготовлен из синтетических тонких пленок с алюминиевым покрытием [5]. Толщина пленки в перспективе может быть уменьшена до 1 мкм (в настоящее время 6 мкм), толщина слоя алюминия, необходимого для практически полного отражения света, составляет 0,3 мкм. Согласно тем же оценкам, с учетом каркаса удельная масса орбитального отражателя составит всего 2 г/м².

Падающий на космический корабль световой поток концентрируется на специальном приемнике светового излучения. Отвести энергию от приемника можно с помощью тепловых труб, которые обеспечивают эффективный коэффициент теплопроводности до 10⁷ Вт/(м·град). Эта энергия в теплообменном двигателе используется для нагрева рабочего вещества, которое истекает через сопло, создавая тягу.

Теплообменный двигатель, работающий на энергии солнечного излучения, обладает тем преимуществом, что не требует в качестве предварительного условия разработки лазера сверхвысокой мощности. Создание орбитального отражателя представляет собой менее сложную задачу, причем такой отражатель также находит большое применение при индустриальном освоении космоса. Теплообменный двигатель такого типа перспективен для обеспечения массовых межорбитальных перелетов транспортных кораблей в околоземном космическом пространстве. В более отдаленной перспективе он может быть также использован для вывода полезных грузов с поверхности Земли на опорную орбиту.

Показано, что при полете в атмосфере транспортный корабль с теплообменным двигателем может на начальном этапе разгона использовать атмосферный воздух, а при полете в более плотных слоях атмосферы, например, водород, запас которого находится на борту транспортного корабля. Поскольку теплообменный двигатель способен работать в режиме реверса, оснащенный им транспортный корабль пригоден не только для старта с поверхности Земли, но и для посадки.

Принцип подвода энергии к летательному аппарату от внешнего источника с целью создания тяги использован также в предложенном И.П. Стахановым кластерном двигателе [35]. Изучая возможные физические механизмы шаровой молнии, Стаханов выдвинул гипотезу о том, что в импульсном коронном разряде могут возникать кластеры — устойчивые ионные образования с гидратной оболочкой. Вследствие эффектов поверхностного натяжения кластерная фаза, имеющая плотности, примерно равную плотности воздуха, и температуру около 500 К обособлена. Время ее существования около 1 мин. Величина запасаемой энергии до 100 кДж. Поскольку такое кластерное образование несет электрический заряд, с помощью электромагнитных воздействий его можно ускорять относительно находящегося в ионосфере летательного аппарата, создавая тягу.

В настоящее время в некоторых лабораториях начаты испытания экспериментальных моделей теплообменных лазерных двигателей [7]. Согласно опубликованным результатам, подтверждена возможность получения высоких значений удельного импульса при удовлетворительном КПД.

4.5. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЙ УСКОРИТЕЛЬ МАССЫ

Принципиальная схема электродинамического ускорителя массы (ЭДУМ) показана на рис. 4.15. Этот ускоритель отличается от электродинамического плазменного ускорителя, рассмотренного в разд. 4.1, тем, что в нем вместо плазмы осуществляется разгон твердой капсулы. Впервые описание такого ускорителя опубликовано в 1926 г. К.Э. Циолковским¹. По его оценкам, чтобы обеспечить с помощью такого ускорителя вывод грузов на опорную околоземную орбиту, длина рельсов, вдоль которых происходит ускорение, должна достигать 60 км, а жерло следует располагать в горах, чтобы снизить потери за счет сопротивления атмосферы. Циолковский считал, что ЭДУМ со временем смогут найти применение для массового вывода в космос полезных грузов.

Проект ЭДУМ содержится также в работе Ю.В. Кондратюка². Для

¹ Циолковский К.Э. Исследование мировых пространств реактивными приборами. М.: Машиностроение, 1967. С. 140–148.

² Кондратюк Ю.В. Тем, кто будет читать, чтобы строить // Пионеры ракетной техники. М.: Наука, 1964. С. 502–534.

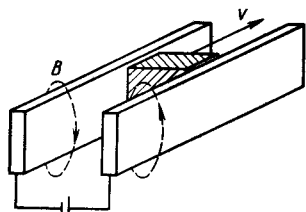


Рис. 4.15. Принципиальная схема электродинамического ускорителя массы

снижения омических потерь Кондратюк предложил использовать плазменный контакт между рельсами и капсулой, разгоняемой силами магнитного давления, а для уменьшения потерь за счет аэродинамического сопротивления вакуумировать внутреннее пространство ускорителя.

Согласно современным проектным исследованиям, ЭДУМ можно использовать при решении большого числа перспективных задач [6, 9]:

1. Транспортировка КА на геостационарную и другие высокие орбиты.
2. Доставка материалов в космос с поверхности Луны для строительства космических солнечных электростанций.
3. Вывод с Земли на околоземные орбиты полезных нагрузок.
4. Полет космических кораблей для исследования солнечной системы.
5. Доставка материалов в космос с поверхности Меркурия для строительства вблизи него космических солнечных электростанций, предназначенных для энергоснабжения Земли.

Большинство этих задач — дело отдаленного будущего.

Укажем минимально необходимую величину затрат энергии для решения некоторых из этих задач. Чтобы вывести груз с Земли на низкую опорную орбиту, нужны затраты энергии 33 МДж/кг. Чтобы с этой орбиты доставить его на геостационарную, потребуется израсходовать дополнительно 25 МДж/кг. Доставка груза с Луны на окололунную стационарную орбиту обойдется всего в 3 МДж/кг, а для перевода с этой орбиты на геостационарную необходимо 4 МДж/кг.

Чтобы доставить груз с Земли на Луну, нужно затратить 65 МДж/кг, а чтобы изготовить изделие такой же массы на борту космического производственного комплекса, используя для этого сырье, доставляемое с Луны, и затем вернуть это изделие на Луну, потребуются значительно более низкие энергозатраты — всего 6 МДж. Приведенные оценки подтверждают перспективность ЭДУМ для решения задач индустриального освоения космоса.

Поскольку процесс разгона капсулы в ЭДУМ соответствует физическим представлениям, положенным в основу электродинамического приближения, воспользуемся формулами, приведенными в разд. 1.7 и 4.1, чтобы оценить типичные параметры такого ускорителя. Предположим, что необходимо сообщить капсуле массой 10^3 кг вторую космичес-

кую скорость $v = 11,2$ км/с. Полагая КПД ускорителя $\eta = 0,5$, находим величину запасаемой энергии $W = 1,25 \cdot 10^{11}$ Дж.

Предел текучести алюминия $6 \cdot 10^7$ Н/м². Отсюда предельно допустимое для капсулы ускорение $g = 2 \cdot 10^4$ м/с² $= 2 \cdot 10^3 g_0$. Протяженность рельсов ускорителя при таком ускорении

$$l = \frac{v^2}{2g} = 3 \cdot 10^3 \text{ м.} \quad (4.34)$$

Комбинируя формулы (4.9) и (4.11), получаем максимально допустимую величину омического сопротивления ускорителя:

$$R_{\max} = \frac{1}{4} v L' \left(\frac{1}{\eta} - 1 \right). \quad (4.35)$$

Погонная индуктивность в случае ускорителя с плоскими рельсами равна

$$L' = \mu \frac{d_1}{d_2}, \quad (4.36)$$

где d_1 — расстояние между рельсами; d_2 — их ширина.

Если $d_1/d_2 \approx 3$, то $L' \approx 4 \cdot 10^{-6}$ Гн/м. Подставляя необходимые значения в (4.35), получаем величину $R_{\max} = 10^{-2}$ Ом.

Перепишем формулу (1.141) для безразмерного электродинамического параметра λ_1 в виде

$$\lambda_1 = \frac{l_0 L'}{L_0}, \quad (4.37)$$

где

$$l_0 = \frac{w^2 L'}{2m} \approx \frac{v^2}{g}.$$

Как показано в разд. 1.6, КПД электродинамического ускорителя высок, если $\lambda_1 \gg 1$. Полагая на этом основании $\lambda_1 = 5$, получаем из (4.37) оценку максимально допустимой величины начальной индуктивности электрического контура ЭДУМ $L_0^{\max} = 2,4 \cdot 10^{-3}$ Гн.

Если в качестве накопителя электрической энергии для такого ускорителя использовать конденсаторную батарею, то она будет представлять собой колоссальное сооружение. При напряжении $U_0 = 50$ кВ емкость конденсаторов составит 100 Ф, а их полная масса даже при минимальном значении ее удельной величины 100 г/Дж будет превышать 10 млн тонн. Величина разрядного тока достигнет $2 \cdot 10^6$ А.

Учитывая масштабы сооружения, видимо, целесообразно строить перспективные системы ЭДУМ по принципу ускорителя бегущей волны (см. разд. 1.6). Если, например, рассматривается проект ЭДУМ для транспортировки грузов с поверхности Луны (скорость 2,37 км/с, энергия 3 МДж/кг), то для ускорителя длиной 140 м, содержащего 100 последовательно размещенных катушек, потребуются удельные затраты энергии по 30 кДж/кг в расчете на каждую катушку. Заметим, что в этих оценках КПД принят равным 1,0. Поскольку время, в течение которого капсула пролетает расстояние между катушками, составляет всего несколько миллисекунд, управлять током в катушках можно, например, с помощью лазерного переключателя, который срабатывает в момент пролета капсулы через очередную катушку.

В качестве источника энергоснабжения ускорителя бегущей волны можно использовать конденсаторную батарею, гомополярный генератор или синхронный генератор переменного тока. На рис. 4.16 показан электрический контур ускорителя в случае конденсаторной батареи. Другой накопитель энергии — гомополярный генератор (рис. 4.17) был предложен еще М. Фарадеем. Принцип действия гомополярного генератора состоит в том, что в продольном однородном магнитном поле вращается металлический диск, между осью и внешним краем которого возникает индуцированная ЭДС ($v \times B$). Если на оси и на внешнем ободе диска установлены скользящие контакты, то с их помощью во внешнюю цепь можно отводить электрическую мощность. В качестве источника питания ЭДУМ гомополярный генератор обладает рядом недостатков: это машина постоянного тока, а генерируемые напряжения невелики, не более нескольких сот вольт, даже когда магнитное поле создается сверхпроводящими катушками и достигает 30 — 50 Тл. Кроме

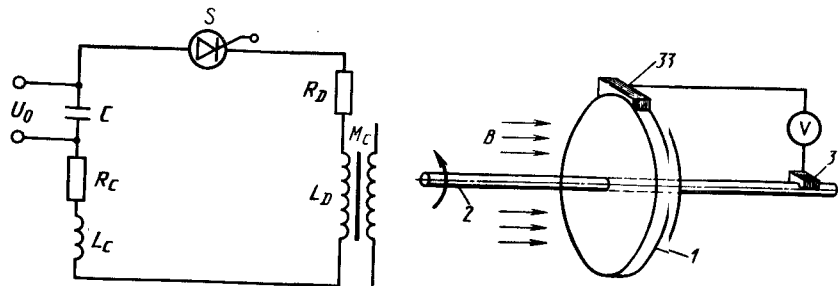
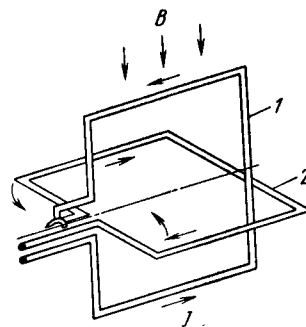


Рис. 4.16. Электрический контур системы электропитания ЭДУМ с конденсатором: L_C — индуктивность контура; L_D — индуктивность катушки; M_C — взаимная индукция катушки и катушки; S — ключ

Рис. 4.17. Гомополярный генератор:

1 — проводящий диск; 2 — крутящий момент; 3 — скользящие контакты; B — магнитное поле

Рис. 4.18. Схема генератора переменного тока:
1 — статор; 2 — ротор



того, КПД преобразования механической энергии в электрическую невелик — не более 50%.

Третий вариант источника питания для ускорителя бегущей волны — это генератор переменного тока (рис. 4.18). В отличие от гомополярного генератора он обеспечивает короткие по времени

импульсы высокого напряжения, например, 10 кВ в течение 5000 мкс, что особенно удобно для питания ускорителя бегущей волны. Плотность энергии, запасаемой в генераторе переменного тока, может достигать 1 МДж/м³ или 100 Дж/кг [48].

В более отдаленной перспективе, когда будут созданы сверхпрочные материалы, способные выдержать нагрузку $4 \cdot 10^5$ — $3 \cdot 10^6$ Н/мм², станет возможным создание накопителей энергии на основе маховиков с плотностью запасаемой энергии до $6 \cdot 10^6$ Дж/кг. Современные маховики обеспечивают плотность энергии до $7 \cdot 10^4$ Дж/кг.

В некоторых работах рассматривают работу ЭДУМ не по схеме ускорителя бегущей волны, а в обычном варианте рельсового ускорителя [6]. При этом возникает ряд серьезных научных и технических проблем. Первая из них связана с необходимостью свести к минимуму потери в зоне контакта ускоряемой капсулы и направляющих рельсов. Рассматриваются разные способы решения этой проблемы: возникновение в зоне контакта жидкометаллической смазки, появление которой обусловлено плавлением электродов; предварительный разгон капсулы, позволяющий снизить время локального контакта с электродами и их эрозию; создание позади капсулы плазменного токового слоя, который будет играть роль магнитного поршня, разгоняющего капсулу.

Другая проблема возникает, когда рассматривается ЭДУМ, предназначенный для вывода в космос полезных нагрузок с поверхности Земли. Эта проблема связана с прохождением капсулы через плотные слои атмосферы. В отличие от ракеты, которая проходит наиболее плотные слои атмосферы с наименьшей скоростью, капсула, покидающая ЭДУМ, в начальный момент обладает максимальной скоростью. Для капсулы со сферическим затуплением интегральные тепловые потоки достигают 10^2 — 10^3 Дж/см² [6]. Вследствие торможения в плотных слоях атмосферы капсула утрачивает заметную долю начальной скорости. Например капсула массой 200 кг, имевшая начальную скорость 23 км/с, покидает атмосферу со скоростью 8 км/с.

Если ЭДУМ будет использоваться для транспортировки грузов с

поверхности Луны на окололунные орбиты, то возникнет проблема прицеливания и сбора капсул, выводимых в космос. Время релаксации ударно-звуковой волны, которая возбуждается в элементах конструкции ЭДУМ вследствие интенсивных импульсных нагрузок, составляет секунды или десятки секунд. Жесткие требования предъявляются к постоянству электрических параметров ускорителя в последующих сериях выстрелов, а также к постоянству массы и формы ускоряемых капсул. Для стабилизации траектории капсулы ей можно придать вращение.

Приведем пример оценки подобных требований к лунной транспортной системе на основе ЭДУМ. Некоторая неточность расчетной точки встречи капсулы и ловушки на окололунной орбите может быть обусловлена физической либрацией Луны, т.е. неравномерностью ее вращения вследствие неоднородного распределения масс, влияния Земли и других причин. Чтобы компенсировать эти и другие нерасчетные неточности, целесообразно использовать ловушки с характерным размером, например, 100 м. В этом случае допустимая ошибка момента выстрела ЭДУМ не должна превышать ± 60 мс, а точность задания скорости капсулы составлять $\pm 0,8$ м/с. Поскольку скорость капсулы зависит от таких параметров, как ее масса, начальное напряжение и др., то нетрудно определить требования к точности задания соответствующих величин. Эти требования оказываются очень высокими: $\frac{\Delta m}{m} \leq 10^{-4}$, $\frac{\Delta U_0}{U_0} \leq 10^{-4}$ и т.д.

Если ЭДУМ используются в составе ракетных двигательных установок космического аппарата, то предъявляемые к ним требования значительно менее жесткие. В качестве рабочего вещества в этом случае можно использовать сжиженные газы, минимальным образом загрязняющие космическое пространство, отходы производственной или биологической деятельности. Межорбитальный транспортный космический корабль, оснащенный ЭДУМ такого типа, можно использовать совместно с расположенной на Земле энергоустановкой, мощность которой передается на корабль с помощью направленного пучка СВЧ-излучения [9]. Такая система представляет практический интерес для массовых транспортных операций между опорной околоземной и геостационарными орбитами.

Экспериментальные исследования ЭДУМ находятся в настоящее время в начальной стадии. Один из наиболее полных циклов экспериментов выполнен в Принстонском университете (США) под руководством Дж. О'Нейла, которому принадлежит идея использовать ЭДУМ для транспортировки полуфабрикатов с поверхности Луны в целях сооружения орбитальных энергопроизводственных комплексов [9]. Создана модель ЭДУМ типа ускорителя бегущей волны. Длина ускорителя 0,5 м, количество ускоряющих катушек 20, масса контейнера

40 г. Получены ускорения до $1,1 \cdot 10^4$ м/с²; расчетная величина $1,8 \cdot 10^4$ м/с². В процессе разгона контейнер не имеет контактов со стенками. Для синхронизации работы катушек использован специальный оптоэлектронный блок с оптическим делителем.

4.6. ДВИГАТЕЛИ НА НЕТРАДИЦИОННЫХ ИСТОЧНИКАХ ЭНЕРГИИ

В заключение этой главы рассмотрим коротко разновидности ЭРД будущего, в которых используются нетрадиционные источники энергии — энергия управляемого термоядерного синтеза и энергия аннигиляции антивещества. Потенциальные преимущества подобных источников энергии состоят в их максимально высокой энергоемкости и сравнительно большой безопасности.

Опубликованы различные проекты летательных аппаратов на термоядерной энергии. В одном из американских проектов предлагается инициировать в камере двигателя с помощью лазерного луча последовательность термоядерных взрывов дейтерий — тритиевых мишеней [7, 38]. При частоте взрывов в несколько герц уровень выделяемой мощности достигает 80 ГВт. Вместо лазерного луча для инициирования термоядерной реакции можно использовать электронный пучок, проходящий через самофокусирующее магнитное поле. Двигательная установка такого типа позволяет сократить время полета космических кораблей к Марсу и другим планетам Солнечной системы в 10 и более раз.

Чтобы облегчить инициирование термоядерной реакции синтеза, предлагают разгонять до 100 км/с с помощью ЭДУМ заряды массой от 1 г и более и ударять их о мишень, обеспечивая за счет ударной волны сжатие и нагрев мишени до температуры, при которой начинается реакция синтеза. Однако, как отмечалось в разд. 4.5, задача создания подобных ускорителей пока не решена.

В качестве перспективных импульсных накопителей энергии, предназначенных для поджига термоядерной реакции, рассматривают накопитель с водой, выполняющей функции диэлектрика, либо титанат бария и т.п. Для массы воды 2000 т запасаемая энергия равна 10 МДж.

Недостаток дейтерий-тритиевой реакции для создания на ее основе перспективных термоядерных двигателей, состоит в том, что около 80 % энергии выделяется при этом в форме быстрых нейтронов. Заслуживают поэтому внимания другие реакции синтеза, например, дейтерий — дейтерий, продуктами которых являются высокоэнергетические заряженные частицы. В этом случае выделяющуюся при реакции синтеза энергию сравнительно легко можно было бы преобразовать в направленную энергию пучка ионов, используя методы, разобранные в гл. 1. Однако для осуществления реакции дейтерий — дейтерий требуются существенно более высокие значения температуры и плотности плазмы, чем в случае реакции дейтерий — тритий. Недавно В.А. Бело-

Таблица 4.3

Параметры	Вариант 1	Вариант 2
Скорость истечения, км/с	3,4	5,0
Масса антиводорода, мг	6	10
Масса водорода, т	40	15

конь предложил использовать бортовую лазерную термоядерную энергоустановку для выработки электроэнергии с помощью турбогенератора¹. Теплоносителем служат космические шаровидные гранулы диаметром 3 – 5 мм, которые во взрывной камере нагреваются примерно до 2300 К, одновременно защищая стенки камеры от теплового излучения из зоны реакции, а затем передают энергию рабочему веществу турбогенератора. Вырабатываемая электроэнергия используется для вращения компрессоров воздушно-реактивных двигателей летательного аппарата, полетная масса которого достигает 4000 с.

Исследования по управляемому термоядерному синтезу вступили в решающую стадию. В начале 90-х годов планируют начать испытания первого демонстрационного термоядерного реактора, а в начале следующего столетия можно ожидать появления первой опытной термоядерной электростанции. После этого термоядерные энергоустановки смогут найти применение в программах исследования Солнечной системы и индустриализации космического пространства. Такие энергоустановки будут обладать важными преимуществами: уровнем энергии до 10 ГВт, хорошими массогабаритными характеристиками, высокой безопасностью.

Наиболее высокоэффективным накопителем энергии является антивещество, например, антипротоны. В работе [38] рассмотрена задача перевода космического аппарата на геостационарную орбиту с помощью двигательной установки, в которой используется энергия, выделяющаяся при аннигиляции водорода и антиводорода. Характеристическая скорость перелета равна 5,5 км/с. В табл. 4.3 приведены расчетные параметры КА, совершающего перелет с помощью теплообменного двигателя, рабочим веществом в котором служит водород, а энергия поступает за счет аннигиляции в теплообменнике антивещества (антиводорода).

Из таблицы видно, что увеличение массы антиводорода на 4 мг позволяет сэкономить 25 т запаса рабочего вещества. Антиводород получают, подвергая на протонных ускорителях с энергией до 100 ГэВ бомбардировке мишени из тяжелых металлов. Стоимость 1 мг антиво-

дорода составляет 10 млн долл., а стоимость доставки на опорную околоземную орбиту 1 т рабочего вещества равна примерно 5 млн долл. Можно поэтому утверждать, что экономия на КА 25 т массы (125 млн долл.) вполне окупает дополнительные расходы на производство 4 мг антивещества (40 млн долл.).

Проблема хранения антипротонов представляется также физически разрешимой. При температуре 10^{-3} К антиводород, как и водород, переходит в твердое состояние, в котором он обладает диамагнитными свойствами. Поэтому хранить его можно в магнитной ловушке, образованной, например, двумя сверхпроводящими катушками с минимумом магнитного поля. Облучая микрокристаллики твердого антиводорода ультрафиолетовым светом, можно вызвать фотоэмиссию позитронов с их поверхности и появление на кристалликах электрического заряда. Последующая транспортировка кристалликов антивещества в рабочую камеру двигателя производится с помощью электрических полей. Энергия, выделяющаяся при реакции аннигиляции в форме гамма-излучения и ионов, полностью поглощается стенками теплообменника, изготовленного из тугоплавкого металла. Если максимальная температура теплообменника (вольфрам) составляет 3000 К, то скорость истечения из сопла водорода может достигать 9 км/с.

Антивещество в малых дозах (приблизительно 10^{-8} г) можно использовать не только для нагрева рабочего вещества в теплообменном устройстве, но также и для инициации термоядерной реакции. В этом случае речь идет, очевидно, о гибридном термоядерно-антипротонном двигателе. Эффективность такого двигателя можно повысить, изготавливая рабочую камеру из бора, который отражает продукты синтеза. Часть энергии, вырабатываемой гибридной бортовой энергоустановкой, можно использовать в целях воспроизводства антипротонов, пропуская, например, через водород излучение импульсного лазера мощностью до $5 \cdot 10^{11}$ Вт.

Возможны и другие способы использования энергии антивещества в двигательных установках космического аппарата. На этих принципах в отдаленном будущем могут быть созданы двигатели, обеспечивающие разгон космического корабля до субсветовых скоростей и пригодные для обеспечения полетов к ближайшим звездным системам.

¹ Термоядерный аэроплан // НТР: проблемы и решения. М.: Знание, 1986, № 22.

Глава 5. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ РАКЕТНЫЕ ДВИГАТЕЛИ В КОСМИЧЕСКИХ ПОЛЕТАХ

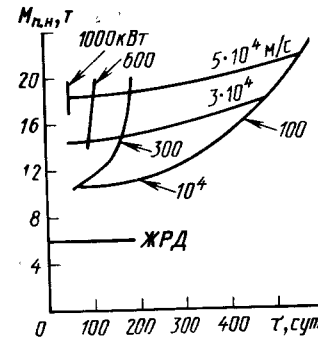
5.1. ЭРД В ОКОЛОЗЕМНОМ КОСМОСЕ

Как известно, современные электроракетные двигатели не способны обеспечить взлет космических объектов с Земли и выведение их на околоземную орбиту, так как развиваемая ими тяга значительно меньше силы притяжения Земли. Такие двигатели целесообразно использовать в условиях невесомости, после выведения космических объектов на околоземные орбиты, при длительных энергоемких космических полетах, требующих для своего осуществления больших приращений скорости. В таких полетах преимущества ЭРД по сравнению с ЖРД проявляются в наибольшей степени.

В настоящее время в области ЭРД решены основные физико-технические проблемы выбора конструкции и оптимизации характеристик, созданы надежно работающие образцы, имеющие высокие показатели. И в то же время ЭРД не нашли широкого применения в космических полетах. Это связано, главным образом, с тем, что пока еще не созданы бортовые источники энергии необходимой мощности, обладающие требуемым конструктивным ресурсом и совместимостью с системами и аппаратурой космического объекта. К тому же для большинства космических аппаратов насущная потребность в ЭРД отсутствовала, так как необходимые управляющие и корректирующие импульсы обеспечивались с помощью двигательных установок на основе двухкомпонентных и однокомпонентных ЖРД [3]. Тем не менее существуют такие космические операции, выполнение которых с помощью ЭРД более целесообразно, так как при этом повышается энергомассовое совершенство космических аппаратов.

Проведенные исследования показали, что ЭРД, питаемые электроэнергией от солнечных батарей, имеют преимущества по сравнению с ЖРД при применении в качестве исполнительных органов систем ориентации, стабилизации и коррекции орбит автоматических космических аппаратов с длительным сроком активного существования, функционирующих на высоких околоземных орбитах, в частности, на геостационарной орбите. Целесообразным является также использование ЭРД с ядерным или солнечным источником энергии в качестве маршевой двигательной установки космических буксиров, предназначенных для экономичной транспортировки на высокие околоземные орбиты тяжелых полезных грузов, а также элементов крупногабаритных конструкций, собранных на низких околоземных орбитах (200 — 400 км) и не выдерживающих по условиям прочности и устойчивости больших перегрузок, обычно создаваемых ЖРД.

Рис. 5.1. Зависимость массы полезной нагрузки $M_{п.н.}$, выводимой на геостационарную орбиту, от продолжительности полета τ , электрической мощности и удельного импульса (при мощности 100 кВт)



Результаты оценки баллистической эффективности межорбитального космического буксира с электроядерной двигательной установкой приведены на рис. 5.1 [42]. Рассматривался перелет космического аппарата начальной массой 25 т с круговой орбиты высотой 300 км и наклоном $28,5^\circ$ на геостационарную орбиту. Баллистическая эффективность системы характеризуется массой полезной нагрузки $M_{п.н.}$, выводимой на геостационарную орбиту.

Космический разгонный блок с ЖРД на кислородно-водородном топливе выводит на геостационарную орбиту около 6 т полезной нагрузки за несколько часов. Космический межорбитальный буксир с ЭРД мощностью 400 кВт способен вывести на геостационарную орбиту за 120 суток около 19 т, в том числе 13 т чистой полезной нагрузки и ядерную электроракетную двигательную установку (ЯЭРДУ) массой около 6 т. Энергетическая установка ЯЭРДУ может быть использована для питания бортовых систем КА на геостационарной орбите, в то время как в случае ЖРД необходимо располагать автономной энергоустановкой (входящей в массу 6 т).

Хотя перелеты с ЭРД продолжаются 3 — 4 месяца, общее время выполнения задачи доставки больших грузов на высокие орбиты может быть таким же, как и в случае ЖРД, если учитывать уменьшение числа пусков ракеты-носителя и отсутствие необходимости сборки космических аппаратов на низкой околоземной орбите при применении ЭРД.

Рассматривая дальнейшие перспективы использования ЭРД в околоземном космосе, необходимо отметить, что современная космическая техника развивается в направлении увеличения времени активного существования КА, освоения орбит с особыми свойствами (геостационарной, солнечно синхронных, изотрассовых и др.), возрастания энерговооруженности КА и т.п. Все эти направления хорошо коррелируются с возможностями ЭРД, что создает предпосылки для более широкого их применения в околоземном космосе в ближайшем будущем.

5.2. ЭРД — ИСПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ОРГАНЫ СИСТЕМ ОРИЕНТАЦИИ, СТАБИЛИЗАЦИИ И КОРРЕКЦИИ ОРБИТ КА

Ориентацией космического аппарата называется управление его угловым движением вокруг центра масс в условиях свободного орбитального полета, когда действующие на аппарат силы малы, а стабилиза-

цией — управление угловым движением на участках полета, где действующие на аппарат силы становятся существенными, влияющими на движение центра масс (при работе маршевых двигателей, при торможении в атмосфере Земли и т.п.).

В состав системы ориентации (стабилизации) входят чувствительные элементы (различные датчики), дающие информацию о положении КА относительно осей ориентации (стабилизации) и о характере его углового движения, логический преобразующий блок, в котором происходит усиление сигналов датчиков, сопоставление их с заданными и выработка управляющих команд, и исполнительные органы, создающие управляющие силы и моменты.

В качестве исполнительных органов систем ориентации и стабилизации КА широко используются газовые или жидкостные ракетные двигатели малой тяги (от 10^{-3} до 10^3 Н).

Среди ЭРД наиболее перспективными для систем ориентации и стабилизации КА являются эрозионные импульсные плазменные двигатели. Они обладают важными преимуществами по сравнению с ЖРД и стационарными ЭРД. Это — постоянная готовность к работе, малая инерционность и практически полное отсутствие импульса последдействия, возможность точной дозировки импульса, малый импульс, создаваемый в течение одного срабатывания двигателя (до 10^{-5} Н·с), линейный ход зависимости тяги от расхода, высокий ресурс двигателя, возможность использования любых рабочих веществ — различных газов, металлов, твердых и жидких диэлектриков, относительно небольшая средняя потребляемая мощность и невысокие требования к конструкционным материалам.

В декабре 1964 г. на автоматической межпланетной станции "Зонд-2" впервые в условиях космического пространства была испытана система ориентации на основе эрозионных импульсных плазменных двигателей (ИПД). В последующие годы испытания подобных двигателей в космическом пространстве были продолжены. Для выведения двигательных установок в космическое пространство использовалась вертикально стартующая высотная ракета.

На рис. 5.2 изображена экспериментальная солнечная двигательная установка с эрозионным импульсным плазменным двигателем.

Солнечная батарея состоит из двух модулей "Фотовольт-1000", соединенных последовательно и обеспечивающих номинальное рабочее напряжение около 2 кВ. Батарея непосредственно стыкуется с накопительным конденсатором импульсного плазменного двигателя и обеспечивает его зарядку. Импульсный плазменный двигатель имеет два ускорительных канала рельсового типа, способных создавать управляющие импульсы в двух противоположных направлениях. Верхняя и нижняя стенки канала — металлические электроды, соединенные с обкладками конденсатора, боковые стенки образуются твердым рабочим веществ-

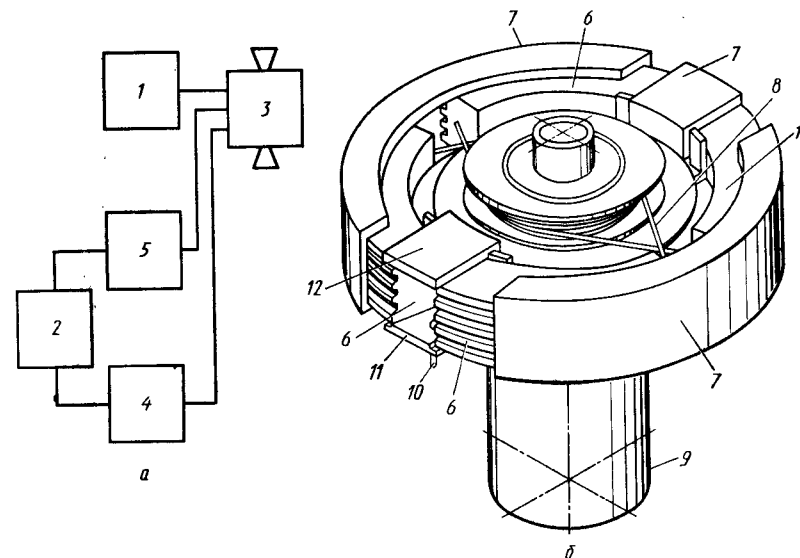


Рис. 5.2. Солнечная двигательная установка с импульсными плазменными двигателями (для системы ориентации и стабилизации КА):

а — функциональная схема; *б* — конструкция двигателя; 1 — высоковольтная солнечная батарея; 2 — программно-коммутирующее устройство; 3 — ИПД; 4 — система инициирования разряда; 5 — телеметрическая система; 6 — рабочее вещество; 7 — направляющие обоймы; 8 — пружина; 9 — конденсатор; 10 — свеча поверхностного пробоя; 11 — катод; 12 — анод

вом (фторопласт-4), являющимся одновременно изолятором. Бруски рабочего вещества в виде четырех одинаковых частей кольца прямоугольного сечения (рис 5.2, б) располагаются в обоймах и с помощью пружин непрерывно подаются в ускорители. В качестве накопителя энергии используется высоковольтный импульсный конденсатор малого эквивалентного сопротивления емкостью 4 мкФ, номинальным рабочим напряжением 2 кВ и удельной массой около 100 г/Дж. Иницирование разряда осуществляется пленочными фторопластовыми свечами поверхностного пробоя. Минимальное напряжение пробоя 350 — 400 В при толщине пленки 0,25 мм.

Наземные испытания двигательной установки подтвердили ее работоспособность и высокую надежность. За $3 \cdot 10^5$ срабатываний (разрядов) каких-либо нарушений в работе установки не отмечалось.

Программно-коммутирующее устройство (ПКУ) обеспечивает работу двигательной установки по командам системы управления. Электрическое питание блоков ПКУ и систем инициирования осуществляется от аккумуляторной батареи 27 ± 4 В. В системе инициирования это напряжение преобразуется в переменное, затем повышается до $730 \text{ В} \pm 10\%$,

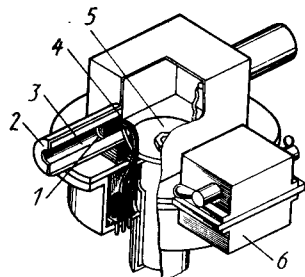


Рис. 5.3. Экспериментальный ИПД, работающий от бортового источника низкого напряжения: 1 — катод; 2 — анод; 3 — рабочее вещество; 4 — поджиг; 5 — конденсатор; 6 — блок управления и телеметрии

выпрямляется и поступает на накопительный конденсатор цепи иницирования разряда.

В ходе летных испытаний с помощью телеметрической системы контролировались следующие параметры: напряжение накопительного конденсатора, работа систем иницирования, разрядный ток в ускорителе и излучение истекающей плазмы. Летные испытания на вертикально стартующих ракетах подтвердили работоспособность двигательной установки в космических условиях. Основные характеристики двигательной установки: средняя тяга — $3 \cdot 10^{-5}$ Н (при частоте повторения импульсов $1/6$ Гц), средняя потребляемая мощность 1,4 Вт, цена тяги — около $4 \cdot 10^4$ Вт/Н, средняя эффективная скорость истечения — около 5,5 км/с.

На рис. 5.3 представлена двигательная установка с ИПД, работающая от бортового источника энергии низкого напряжения (от аккумуляторной батареи) [11]. В ее состав входит вторичный высоковольтный источник энергии для преобразования напряжения первичного источника (аккумуляторной батареи) в рабочее напряжение (1450 ± 100 В), подводимое к накопительному конденсатору. Остальные блоки двигательной установки те же, что и в рассмотренной выше солнечной установке. Импульсный плазменный двигатель — эрозионного типа со встроенным конденсатором емкостью 30 мкФ. На конденсаторе смонтированы цилиндрические наружный (диаметр 40 мм, длина 60 мм) и внутренний (соответственно 20 и 10 мм) электроды, между которыми размещается рабочее вещество в виде шашки с коническим каналом. Во внутреннем электроде размещается свеча поверхностного пробоя для иницирования разряда в ускорителе. Длительность разряда 10^{-5} с, амплитуда разрядного тока около $1,1 \cdot 10^4$ А. В качестве рабочих веществ использовались фторопласт-4 и поперечно сшитый полиуретан с каломелью (Hg_2Cl_2). Установка прошла многочисленные наземные испытания. При работе на фторопласте-4 достигнуты следующие характеристики: средняя тяга — $3,7 \cdot 10^{-3}$ Н (при частоте повторения импульсов 2,7 Гц), цена тяги — около $2 \cdot 10^4$ Вт/Н, средняя скорость истечения — около 3 км/с.

Для испытаний в космических условиях установка монтировалась на вертикально стартующих ракетах-зондах. Импульсные плазменные

двигатели включались на высоте 200 км, работали 22 мин, в течение которых зонд поднимался до высоты 1500 км, а затем опускался до 70 км и входил в плотные слои атмосферы, где двигатель прекращал работу. Измеренная в космических условиях величина тяги совпала в пределах точности эксперимента с величиной, полученной в наземных установках. В летных экспериментах была проверена совместимость радиосистем КА с импульсным плазменным двигателем. Как известно, истекающая плазма может вызывать нарушения радиосвязи с КА. В летном эксперименте было подтверждено, что при определенном размещении двигателей относительно антенн радиотелеметрической системы нарушение радиосвязи не наблюдается. Кроме того, было показано, что можно синхронизировать работу ИПД и каналов связи так, чтобы во время образования и разлета плазмы связь выключалась.

Испытания экспериментальных эрозионных ИПД в космических условиях были выполнены в Японии [46]. Первое испытание было проведено на заатмосферном участке полета ракеты L-4SC-3 в 1974 г. Целью испытаний на спутнике, запущенном 21 февраля 1981 г., была проверка работы ИПД, определение влияния условий космоса на характеристики двигателя, измерение тяги и проверка экспериментальной совместимости с системами спутника. Масса системы четырех ИПД с источником питания и электронным блоком составляла 21 кг, энергопотребление 20 Вт, скорость истечения около 3 км/с, рабочее вещество — тефлон. В течение 3 месяцев полета спутника было проведено 300 тыс включений ИПД с общим временем работы 70 ч. При экспериментах измерялась угловая скорость спутника.

На рис. 5.4 изображен двигательный блок системы коррекции орбит космических аппаратов на основе стационарного плазменного двигателя с замкнутым дрейфом электронов [1]. Экспериментальная корректирующая двигательная установка (КДУ) с этим двигателем впервые была испытана 29 декабря 1971 г. на советском метеорологическом спутнике "Метеор". Эксперимент продемонстрировал работоспособность двигательной установки в космических условиях, совместимость функционирующей установки с систе-

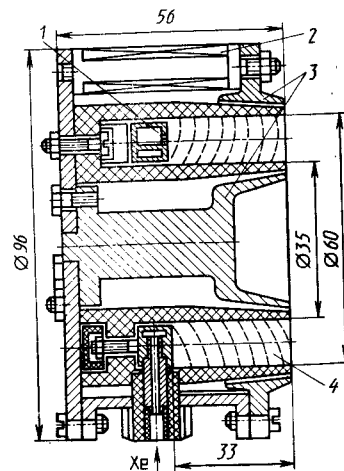


Рис. 5.4. Двигательный блок системы коррекции орбит КА на основе стационарного плазменного двигателя:

1 — анод-парораспределитель; 2 — катушка намагничивания; 3 — полюса магнита; 4 — ускорительный канал из изолятора

мами спутника, в том числе отсутствие влияния на радиосвязь с Землей. Все характеристики КДУ, работающей в космосе, соответствовали в пределах точности измерений результатам, полученным при наземных испытаниях. В настоящее время КДУ рассматриваемого типа является штатной системой советских спутников "Метеор-Природа", "Горизонт", "Экран" и др.

Корректирующая двигательная установка состоит из двух двигательных блоков, системы хранения и подачи рабочего вещества, системы преобразования энергии и управления. Основные характеристики КДУ: энергопотребление — 500 Вт, тяга двигателя — $(1,8 - 2,3) \cdot 10^{-2}$ Н, скорость истечения — 20 км/с. Масса двигательного блока — 1,5 кг, системы хранения и подачи рабочего вещества — 17 кг, системы преобразования энергии и управления — 12 кг, запас рабочего вещества (ксенона) — 2,4 кг.

Двигательный блок включает в себя собственно электроракетный двигатель и два катода-компенсатора (основной и резервный). Ускорительный канал двигателя представляет собой единую деталь из изолятора (алунд), анодом является стальная кольцевая двухполостная коробочка. Магнитопровод выполнен из магнитомягкой стали, на восьми внешних стержнях намотаны катушки намагничивания, электрически соединенные последовательно. Все основные элементы конструкции двигателя закреплены на соединительном фланце магнитопровода.

Рабочее вещество (ксенон) подается в анодный узел, равномерно распределяется по объему наружной полости и через отверстия в передней стенке подается в ускорительный канал. Дальнейшие процессы ионизации и ускорения были детально рассмотрены в гл. 3. Работа катода-компенсатора описана в гл. 2. Отметим здесь, что оба катода-компенсатора питаются газом (ксеноном) параллельно, чтобы не увеличивать числа трубопроводов и клапанов.

Система хранения и подачи рабочего вещества имеет два бака общей емкостью 40 л, буферные объемы, дроссели (жиклеры) и предохранительные клапаны.

Основным блоком системы преобразования энергии и управления (СПУ) является статический преобразователь напряжения бортового источника в напряжение питания двигателя: анодное, накальное (в катоде-компенсаторе), а также катушки намагничивания.

Запуск КДУ происходит следующим образом. Сразу после включения СПУ подается напряжение на накальную цепь одного из катодов-компенсаторов. По истечении примерно 45 с срабатывает реле времени и подается напряжение 160 В на анод и поджигающий электрод катода-компенсатора. После того как анодный ток в двигателе достигает 1,5 А, подключаются катушки намагничивания и отключаются стартовый нагрев катода-компенсатора и поджигающий электрод. Двигатель выходит на номинальный режим — 2,5 А, 160 В.

Описанная КДУ используется для перемещения геостационарных спутников в точки стояния после выведения на орбиты, для коррекции орбит спутников, а также для ориентации спутников в периоды, когда целевая аппаратура не работает.

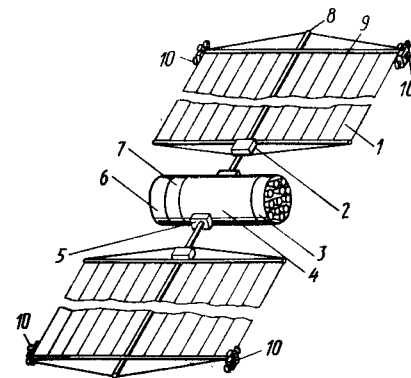
5.3. СОЛНЕЧНЫЙ КОСМИЧЕСКИЙ БУКСИР С ЭРД

В связи с развитием многоразовых систем выведения КА на низкие околоземные орбиты в последние годы широко обсуждаются также проекты многоразовых космических буксиров с ЭРД, предназначенных для межорбитальной транспортировки полезных грузов в околоземном космическом пространстве. Многоразовые космические буксиры являются естественным дополнением к многоразовым системам выведения. В качестве бортового источника энергии в них предполагается использовать солнечные батареи или ядерный реактор.

В настоящем разделе излагаются некоторые сведения о космических солнечных буксирах. Одна из возможных конструктивных схем солнечного космического буксира с ЭРД представлена на рис. 5.5. Две солнечные батареи на основе плоских пленочных фотопреобразователей располагаются симметрично относительно центрального блока, в состав которого входят двигательная установка с системой хранения и подачи рабочего вещества и отсек полезной нагрузки с аппаратурой управления. Пленочные фотопреобразователи монтируются на плоской панели, образованной мачтой и двумя реями. Солнечная батарея может поворачиваться вокруг своей оси с помощью привода поворота, снабженного скользящими контактами для непрерывной передачи электроэнергии на центральный блок. Система коммутации и преобразования напряжения располагается на мачте вблизи солнечной батареи. На концах дальней рейи располагаются двигатели ориентации, обеспечивающие оптимальное положение фотопреобразователей относительно Солнца.

Рис. 5.5. Схема солнечного космического буксира с ЭРД:

1 — панель солнечной батареи; 2 — блок коммутации и преобразования напряжения; 3 — отсек с ЭРД; 4 — баковая система; 5 — привод поворота центрального блока со скользящим контактом; 6 — отсек полезной нагрузки; 7 — приборный отсек; 8 — мачта; 9 — рейя; 10 — ЭРД ориентации



Солнечный космический буксир предназначен для выполнения транспортных операций в околоземном космическом пространстве и снабжения электроэнергией космических аппаратов.

Важным преимуществом рассматриваемого солнечного буксира по сравнению с ядерным является простота его конструкции и эксплуатации. Это связано с отсутствием опасных излучений и холодильников для рассеяния неиспользованного тепла. Работы по монтажу, ремонту и профилактическому обслуживанию солнечных буксиров могут проводиться экипажами. Недостатком рассматриваемого солнечного буксира является деградация солнечных элементов, в особенности при полете в радиационных поясах Земли, приводящих к снижению величины генерируемой мощности и ограничению конструктивного ресурса буксира.

При выборе основных проектных параметров солнечного космического буксира обычно рассматривается наиболее энергонапряженная космическая операция — доставка полезной нагрузки с монтажной околоземной орбиты на геостационарную орбиту и последующее возвращение буксира на монтажную орбиту без полезной нагрузки. Принимается, что элементы конструкции СКБ могут быть выведены на монтажную орбиту раздельно. Например, на одном носителе выводится полезная нагрузка, на другом — солнечная батарея с баковой системой и двигательной установкой, на третьем — запас рабочего вещества.

При выборе основных проектных параметров СКБ задаются: масса транспортируемой полезной нагрузки ($M_{п.н.}$, кг), характеристики солнечной батареи (удельная масса $\gamma_{уд.}$, кг/м²) и удельная мощность $N_{уд.}$ (Вт/м²), тяговый КПД ЭРД (η_T), параметры монтажной орбиты, грузоподъемность средств выведения на монтажную орбиту.

Задачей проектного анализа является определение характеристик СКБ, при которых достигается минимальное значение суммарной массы топлива и энергоустановки и, следовательно, максимальное значение массы выводимой полезной нагрузки.

При анализе используются следующие соотношения.

1. Уравнение баланса масс

$$M_0 = M_{п.н.} + M_{э.у.} + M_K + M_6 + M_{р.в.} = M_c + M_{р.в.} + M_{п.н.}, \quad (5.1)$$

где M_0 — начальная масса буксира на монтажной орбите; $M_{э.у.}$ — масса энергетической установки; M_K — масса соединительных конструктивных элементов; M_6 — масса баков; $M_{р.в.}$ — масса рабочего вещества; M_c — сухая масса буксира.

2. Электрическая мощность, потребляемая двигательным блоком,

$$N_{эл} = \frac{Fv_{эф}}{2\eta_T}, \quad (5.2)$$

где F — суммарная тяга двигательного блока; $v_{эф}$ — эффективная скорость истечения.

3. Масса энергоустановки

$$M_{э.у.} \approx M_{с.б.} = k_{с.б.} \frac{\gamma_{уд}}{N_{уд}} N_{эл}. \quad (5.3)$$

Здесь $k_{с.б.} = N'_{эл}/N_{эл}$ — коэффициент запаса начальной мощности солнечной батареи для компенсации снижения мощности за счет деградации.

Характеристические скорости перелета с двигателем малой тяги с круговой монтажной орбиты на геостационарную орбиту и обратного перелета определяются баллистическими расчетами и для данного анализа считаются заданными. Так, для перелета КА с ЭРД с круговой орбиты высотой 200 км и наклоном 51,6° на геостационарную характеристическая скорость составляет около 8 км/с.

Используя формулу Циолковского и учитывая уравнения баланса масс (5.1), можно получить следующие соотношения для масс топлива, необходимых соответственно для перелета солнечного буксира с монтажной орбиты на геостационарную и обратно:

$$M'_{р.в.} = M_0 [1 - \exp(-\frac{v_x}{v_{эф}})]; \quad (5.4)$$

$$M''_{р.в.} = M_0 \exp(-\frac{v_x}{v_{эф}}) [1 - \exp(-\frac{v_x}{v_{эф}})] - M_{п.н.} [1 - \exp(-\frac{v_x}{v_{эф}})]. \quad (5.5)$$

При выводе этих формул предполагается, что характеристические скорости перелета с монтажной орбиты на геостационарную и обратно одинаковы.

Суммарная масса рабочего вещества $M_{р.в.}$, затрачиваемая на один рейс космического буксира с возвращением на монтажную орбиту, определяется по формуле

$$M_{р.в.} = M'_{р.в.} + M''_{р.в.} = [\exp(\frac{2v_x}{v_{эф}}) - 1] [M_c - \frac{M_{п.н.}}{1 + \exp(-\frac{v_x}{v_{эф}})}]. \quad (5.6)$$

Объединяя выражения (5.3) и (5.2), получаем

$$M_{э.у} = k_{с.б} \frac{\gamma_{уд}}{N_{уд}} \frac{F v_{эф}}{2 \eta_T} \quad (5.7)$$

Если обозначить T_1 время работы двигателя при перелете буксира с монтажной орбиты на рабочую и считать, что тяга двигателя не изменяется со временем, то

$$F = \frac{M'_{р.в} v_{эф}}{T_1} \quad (5.8)$$

Объединяя теперь (5.7), (5.8) и (5.4) с учетом (5.3), окончательно получаем

$$M_{э.у} = k_{с.б} \frac{\gamma_{уд}}{2 \eta_T N_{уд}} \frac{v_{эф}^2}{T_1} \left[1 - \exp\left(-\frac{v_x}{v_{эф}}\right) \right] (M_{п.н} + M_c + M_{р.в}). \quad (5.9)$$

На рис. 5.6 представлена расчетная зависимость суммарной массы рабочего вещества и энергетической установки ($M_{р.в} + M_{э.у}$) от эффективной скорости истечения при разных значениях времени перелета с монтажной орбиты на геостационарную. При расчетах принято:

$$M_{п.н} = 20 \text{ т}, M_c = 55 \text{ т}, k_{с.б} = 1,5; \gamma_{уд} = 1,0 \text{ кг/м}^2,$$

$$N_{уд} = 100 \text{ Вт/м}^2, \eta_T = 0,75, v_x = 8 \text{ км/с}.$$

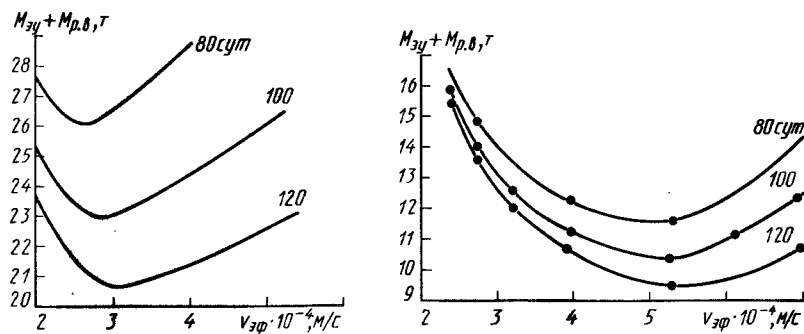


Рис. 5.6. Зависимость суммарной массы энергоустановки $M_{э.у}$ и рабочего вещества $M_{р.в}$ от скорости $v_{эф}$ при различных значениях времени перелета с монтажной орбиты на геостационарную ($\gamma_{уд}/N_{уд} = 0,01 \text{ кг/Вт}$)

Рис. 5.7. Зависимость суммарной массы энергоустановки $M_{э.у}$ и рабочего вещества $M_{р.в}$ от скорости $v_{эф}$ при различных значениях времени перелета с монтажной орбиты на геостационарную $\gamma_{уд}/N_{уд} = 0,0025 \text{ кг/Вт}$

На рис. 5.7 изображены зависимости для более совершенных солнечных батарей, характеризующихся величиной $\gamma_{уд} = 0,25 \text{ кг/м}^2$ (все остальные величины такие же, как на рис. 5.6).

Из рис. 5.6 и 5.7 видно, что кривые $M_{р.в} + M_{э.у} = f(v_{эф})$ имеют четко выраженный минимум, величина которого зависит от времени перелета с монтажной орбиты на геостационарную и от отношения удельной массы солнечной батареи к удельной мощности $\gamma_{уд}/N_{уд}$ (кг/Вт). Оптимальное значение $v_{эф}$, соответствующее минимуму $M_{э.у} + M_{р.в}$, зависит в основном от удельной массы солнечной батареи. При $\gamma_{уд}/N_{уд} = 0,01 \text{ кг/Вт}$ оптимальное значение $v_{эф}$ изменяется от $2,6 \cdot 10^4 \text{ м/с}$ (при времени перелета 80 суток) до $3,0 \cdot 10^4 \text{ м/с}$ (при времени перелета 120 суток). Для $\gamma_{уд}/N_{уд} = 0,0025 \text{ кг/Вт}$ оптимальное значение $v_{эф}$ находится в пределах от $5 \cdot 10^4$ до $5,6 \cdot 10^4 \text{ м/с}$.

5.4. МЕЖОРБИТАЛЬНЫЙ КОСМИЧЕСКИЙ БУКСИР С ЭЛЕКТРОЯДЕРНОЙ ДВИГАТЕЛЬНОЙ УСТАНОВКОЙ

Рассмотрим один из возможных вариантов межорбитального космического буксира — буксира на основе реактора-генератора с встроенными термоэмиссионными элементами и плазменного двигателя с анодным слоем.

На рис. 5.8 изображена компоновочная схема буксира [42]. Запускается буксир на орбиту в сложенном виде. На орбите отсек полезной нагрузки посредством легкой раздвижной формы отодвигается от двигательного модуля. Бортовая ядерная энергоустановка включает в свой состав реактор-генератор электрической энергии, теньевую радиационную защиту и высокотемпературный холодильник-излучатель. Преобразование и коммутация электрической энергии, вырабатываемой ядерным реактором-генератором, осуществляется в блоке преобразования, снабженном низкотемпературным излучателем. Здесь же располагается бак с рабочим веществом. (на рисунке не виден). Буксир имеет двигатели ориентации.

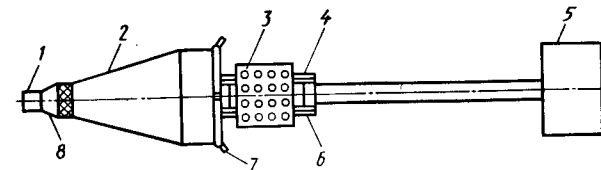


Рис. 5.8. Схема межорбитального космического буксира с ЯЭРДУ: 1 — ядерный реактор-генератор; 2 — высокотемпературный холодильник-излучатель; 3 — двигательный модуль с ЭРД; 4 — блок преобразования; 5 — полезная нагрузка; 6 — низкотемпературный излучатель; 7 — двигатель ориентации; 8 — теньевая радиационная защита

Особенностью компоновки межорбитального космического буксира, изображенного на рис. 5.8, является то, что вектор тяги маршевых ЭРД направлен перпендикулярно к продольной оси МКБ, а реактор-генератор и полезная нагрузка располагаются на противоположных концах фермы. Такая компоновка имеет ряд преимуществ. Устраняется воздействие высокоскоростных плазменных струй работающих двигателей на наружную поверхность МКБ и эрозия его элементов, уменьшаются эффекты рассеяния ионизирующего излучения элементами конструкции и воздействие рассеянного излучения на отсек полезной нагрузки. Упрощается поддержание температурного режима МКБ за счет того, что нагретые и холодные узлы разнесены на большие расстояния друг от друга. Практически не ограничивается сектор обзора для систем, входящих в состав полезной нагрузки.

Остановимся на некоторых принципиальных особенностях конструкции и эксплуатации МКБ с ЯЭРДУ.

Блок реактора-генератора [42] включает в себя реактор с управляемыми барабанами и нейтронную защиту. Встроенные термоэмиссионные элементы образуют цилиндрическую активную зону, окруженную управляемыми барабанами. Отработанное тепло удаляется из реактора с помощью теплоносителя (эвтектический сплав натрия с калием), циркулирующего в первичном замкнутом контуре с помощью электромагнитных насосов. Теплоноситель первичного контура в специальном теплообменнике отдает тепло тепловым трубкам, образующим излучающую поверхность холодильника-излучателя. По периферии реактора размещаются трубчатые резервуары для сбора и хранения газообразных продуктов деления, образующихся в активной зоне реактора при его эксплуатации.

Принципиальной проблемой для ЭРД с ядерным источником энергии является проблема обеспечения радиационной безопасности в процессе его эксплуатации, а также проблема совместимости ядерного реактора с другими системами двигательной установки, научной и служебной аппаратурой.

Чтобы избавить население Земли от ненужного риска, реактор должен запускаться и функционировать на орбитах с начальной высотой 800 — 900 км, на которых время существования космического аппарата в околоземном космосе составляет не менее 300 лет.

За это время радиоактивность продуктов деления ядерного горючего понижается до безопасного уровня. Чтобы предотвратить заражение биосферы при аварии КА во время его выведения на указанные орбиты, конструкция реактора должна обеспечивать его диспергирование, т.е. дробление на мелкие элементы, которые сгорают при движении в земной атмосфере.

Проблема совместимости элементов МКБ связана прежде всего с тем, что работающий ядерный реактор является мощным источником излучений, поступающих в окружающее пространство. Спектр излучения

реактора сложен: мгновенные и запаздывающие нейтроны деления, γ -излучение, испускаемое при делении, γ -излучение радиоактивных продуктов деления и конструкционных материалов, электромагнитное и инфракрасное излучение. Воздействие, оказываемое потоками нейтронов и γ -квантов на элементы конструкции МКБ, электроракетные двигатели и полезную нагрузку, снижается до приемлемого уровня путем сочетания теневой радиационной защиты и разнесения реактора и наиболее уязвимых элементов. В одной из конструкций расстояние от теневой радиационной защиты до отсека полезной нагрузки составляет около 25 м. Масса тепловой радиационной защиты — около 30 % общей массы энергоустановки (около 2 т при мощности энергоустановки 100 кВт). В перспективе возможно создание наиболее радиационно стойких радиоэлементов и электроники, чем существующие. При этом масса радиационной защиты будет снижена.

Наличие экипажей на борту КА с ЯЭРДУ нецелесообразно по двум причинам: утяжеление радиационной защиты до 10 — 15 т и большая длительность перелета МКБ с монтажной орбиты на рабочую.

Сложной является также проблема обеспечения теплового режима МКБ. Дело в том, что только 10 — 15 % тепловой энергии реактора преобразуется в электрическую энергию, а 85 — 90 % выделяющегося тепла должно быть рассеяно в окружающем пространстве путем излучения при возможно более высокой температуре холодильника-излучателя. Наличие больших излучающих поверхностей с высокой температурой вынуждает решать сложные задачи по ограничению тепловых потоков к баку с рабочим веществом, электронным системам и полезной нагрузке.

При длительном полете МКБ возможно осаждение рабочего вещества двигателей на антеннах, электроизоляторах, поверхности излучателя, оптических приборах и других устройствах, что может привести к ухудшению их характеристик, либо выходу из строя отдельных систем буксира. Под влиянием диффузии и электромагнитных сил рабочее вещество может переноситься и в направлении, противоположном истекающим струям. Процесс осаждения зависит от скорости соударения атомов с поверхностью, упругости паров переносимого вещества и от температуры поверхности. Целесообразно использовать в качестве рабочих веществ ЭРД инертные газы — аргон, ксенон или водород, которые имеют высокую упругость паров и практически не опасны. Более опасны такие вещества, как ртуть, свинец, висмут. Могут загрязнять элементы КА продукты эрозии конструкции двигателя. Из них наиболее опасны тугоплавкие металлы — молибден, ниобий и др. Расположение осей ЭРД перпендикулярно к оси МКБ практически снимает проблему загрязнения поверхностей его элементов.

Рассмотренные здесь и некоторые другие проблемы существенно затрудняют применение ЯЭРДУ в околоземном космосе.

Глава 6. ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ В ПРОГРАММАХ ИССЛЕДОВАНИЯ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ И ИНДУСТРИАЛИЗАЦИИ КОСМОСА

6.1. ИССЛЕДОВАНИЕ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ И ЭРД

Типичные транспортные операции, выполнение которых необходимо при реализации перспективных программ исследования Солнечной системы, могут быть решены с использованием ЖРД и ЭРД. Проводя проектно-баллистические оценки, можно сравнить потребные стартовые массы межпланетных космических комплексов (ММК) и время перелета в двух альтернативных вариантах — при использовании ЖРД и ЭРД соответственно [12, 24].

В случае ЖРД при оценках принималось, что разгон ММК с околоземной орбиты на траекторию межпланетного перелета производится с помощью кислородно-водородного двигателя с эффективной скоростью истечения 4700 м/с. Массовый коэффициент разгонного блока (отношение пассивной массы к массе топлива) принимался равным 0,25, характеристическая скорость разгона 5 км/с. Для разгона ММК, коррекции орбиты и торможения вблизи планет в расчетах предполагалось использование ЖРД, работающего на азотном тетраоксиде и несимметричном диметилгидразине, с эффективной скоростью истечения 3250 м/с; массовый коэффициент двигательной установки принимался равным 0,1. Значения массы полезной нагрузки (без учета двигательных установок и взлетных ракет), принятые в расчетах для конкретных операций, показаны в табл. 6.1.

Результаты расчета величины стартовой массы ММК и времени перелета для ряда конкретных задач исследования Солнечной системы на основе ЖРД приведены также в табл. 6.1. Полученные результаты показывают, что при использовании этого варианта двигательной установки решение соответствующих задач потребует создания широкой номенклатуры тяжелых ракет-носителей, разгонных блоков и космических двигательных установок. Ракеты-носители должны выводить на опорные околоземные орбиты полезные нагрузки суммарной массой от 25 до 450 т. При этом ряд задач перспективной программы межпланетных исследований нельзя решить вообще из-за неприемлемо больших стартовых масс ММК (гелиозонды, доставка на Землю вещества комет, грунта Меркурия и др.).

Альтернативный вариант программы исследований Солнечной системы основан на использовании ЭРД. Рассмотрим для определенности ММК с электроядерной двигательной установкой мощностью 350 кВт, оснащенной вспомогательным ЖРД на азотном тетраоксиде и несимметричном диметилгидразине. Назначение вспомогательного ЖРД — перевод ММК на околоземную орбиту высотой не ниже 600 км, начиная с которой включение ядерного реактора обеспечивает радиационную безопасность для Земли. На такой перевод требуется расход массы, не превышающий 10 % начальной массы ММК. В то же время ядерная энергодвигательная установка обладает очевидными преимуществами для полетов к дальним планетам, в зоне которых плотность солнечного излучения относительно мала.

Масса ММК на опорной околоземной орбите высотой 200 км принята равной 20 т. В случае использования солнечной энергоустановки с фотопреобразователем или энергоустановки комбинированного типа на основе солнечных батарей и тепловой машины для той же мощности массовые характеристики ММК будут примерно такими же.

Далее принималось, что ЭРД обеспечивает оптимальную для данного перелета скорость истечения в диапазоне 20 — 100 км/с при тяговом КПД 0,6 — 0,8 и ресурсе маршевых ЯЭРДУ составляет 10 — 20 тыс.ч.

Таблица 6.1

Объекты исследования	Конкретные задачи	ММК с ЖРД			ММК с ЯЭРДУ	
		Стартовая масса у Земли, т	Время перелета, годы	Полезная нагрузка, т	Время перелета, годы	Полезная нагрузка, т
Меркурий	Создание спутника	100	0,3	1	1	3
	Посадка	450	0,3	1	1,5	5
	Доставка грунта на Землю	—	—	—	3	3*
Венера	Создание спутника	50	1	1	1	8
Марс	Создание спутника	60	1	1,5	1,5	9
	Доставка грунта на Землю	—	—	—	3	8*
Система Юпитера	Создание спутника и запуск атмосферного зонда	25	2,5	1	4	2
	Создание спутника Ио	90	2,5	1	4	3,5
	Посадка на Ио	350	2,5	1	5	3,5
	Доставка грунта с Ио	450	6	0,2*	5	7*
Система Сатурна	Создание спутника и запуск атмосферного зонда	100	3	0,5	3	3
	Создание спутника Титана	40	5	1	—	—
	Посадка на Титан	90	5	1	5	6
	Доставка грунта с Титана	130	10	0,2*	10	5*
Астероиды	Посадка	40—50	1—2	1,5	2	6
	Доставка вещества на Землю	30—70	3—4	0,2*	4	3*
Кометы (Темпель-2)	Сопровождающие	50	1	1,5	1,5	3,5
	Доставка вещества на Землю	—	—	—	3	2*
Плутон	Создание спутника	—	—	—	10	2
Солнце	Создание зонда вне плоскости эклиптики	—	—	—	5	2

* Масса возвращаемого аппарата на опорной орбите вблизи Земли.

Результаты расчета полезных нагрузок и времени перелета для МКК с ЯЭРДУ также приведены в табл. 6.1. Сравнение обоих вариантов МКК показывает, что ЯЭРДУ обеспечивает намного более высокую экономичность программы исследования Солнечной системы. Например, в случае создания искусственных спутников Венеры и Марса массовая эффективность (относительная масса полезного груза) при использовании второго варианта МКК возрастает в 2,5 – 3,0 раза, а в задачах исследования – в десятки раз. Ряд перспективных задач может быть решен только на основе этого варианта МКК.

В настоящее время активно обсуждаются различные проекты экспедиции для исследования Марса. Предполагается, что такая экспедиция должна быть международной. Эта экспедиция сможет дать ответ на фундаментальный для естествознания вопрос, есть ли в настоящее время на Марсе какие-либо формы жизни и не было ли их в прошлые, более благоприятные для этого геологические эпохи. Принципиально новые результаты получают также геофизика, геология и другие науки о Земле.

Марсианский корабль, на котором отправится экспедиция, предполагается монтировать в космосе. При выборе оптимальной программы полета необходимо учитывать три фактора: общую длительность полета, время пребывания исследователей на Марсе и массу энергодвигательной установки включая запасы рабочего тела. Если использовать МКК с ЖРД и исходить из требования свести к минимуму расход топлива, то вылетать на Марс следует, когда он находится по отношению к Земле с противоположной стороны от Солнца. В этом случае перелет Земля – Марс продлится девять месяцев и после пребывания на Марсе около полутора лет появится возможность для столь же экономичного обратного перелета. Масса МКК, рассчитанного на выполнение такого перелета с учетом запасов топлива и продовольствия, составит по расчетам специалистов не менее 900 т.

Но существуют и более экономичные варианты экспедиции на Марс. Согласно одному из них, за несколько месяцев до старта основной экспедиции к Марсу будет отправлен более "тихоходный" транспортный корабль, снабженный ЭРД и имеющий на борту дополнительный запас топлива. Пилотируемый марсианский корабль обгонит его по пути к "красной" планете, экипаж высадится на ее поверхность и после исследований, которые будут продолжаться около месяца, вылетит на околомарсианскую орбиту. К этому времени там уже будет находиться грузовой корабль. Пополнив запасы топлива для ЖРД, экипаж сможет вернуться на Землю, затратив на это еще 6 – 9 месяцев.

Оценивая преимущества использования ЭРД для исследований Солнечной системы, необходимо сравнить их с другими классами перспективных космических двигателей (ядерные, термоядерные и другие типы двигателей). Проводя такой анализ, следует также обратить внимание на одну особенность межпланетных полетов, выявленную в табл. 6.1: в ряде случаев они требуют весьма длительных промежутков времени – до 10 лет и даже более. При использовании ЭРД это время возрастает. Между тем увеличение продолжительности межпланетных полетов ведет к существенному усложнению требований к надежности и долговечности оборудования, а также к удорожанию экспедиции. Рассмотрим оба вопроса на примере полета автоматического космического аппарата к Нептуну с целью создания искусственного спутника этой планеты [7].

Если для перелета с околоземной орбиты к Нептуну межпланетный аппарат выводится на траекторию минимальной энергии (эллипс Хоммана), то необходимое приращение скорости составит $\Delta v = 4,3$ км/с. Для перевода КА с этой траектории на орбиту искусственного спутника Нептуна с целью снижения требований к энергетическим характеристикам ДУ можно использовать маневр в поле тяготения Юпитера; при этом время перелета составит 15 – 16 лет, а потребное приращение скорости – около 4,5 км/с. Если для перелета КА на орбиту искусственного спутника Нептуна использовать маневр в поле тяготения Юпитера, то при этом

время перелета составит 15 – 16 лет, а потребное приращение скорости – около 4,5 км/с. Если для перелета КА на орбиту искусственного спутника Нептуна использовать двигательную установку с улучшенными энергетическими характеристиками, способную обеспечить $\Delta v \approx 13 \dots 15$ км/с, то время перелета сократится до 9 – 10 лет.

Результаты оценок перелета опорная орбита Земли – орбита искусственного спутника Нептуна при использовании различных двигательных установок представлены в табл. 6.2. В качестве исходных условий принято, что продолжительность перелета составляет 10 лет, а на орбиту спутника Нептуна доставляется аппарат массой 1,5 т. В качестве перспективного ЖРД для оценок выбран двигатель, работающий на топливе фтор-гидразин, которое обеспечивает достаточно высокую скорость истечения и которое в космических условиях можно хранить долгое время. Наилучшая массовая эффективность получается при применении ЯЭРДУ: с ее помощью указанная задача может быть решена межпланетным космическим комплексом, начальная масса которого на опорной околоземной орбите составляет всего 15 т.

Преимущество ЯЭРДУ сохраняется и при уменьшении длительности перелета до 8 лет, хотя стартовая масса МКК при этом увеличивается до 37 т. С увеличением длительности до 15 лет стартовую массу МКК в случае ЯЭРДУ можно снизить примерно до 10 т; стартовая масса МКК с ЖРД в этом случае также снижается, но до 38 т.

Таким образом, можно считать установленным, что ЭРД представляют собой важный класс космических двигателей, которые позволяют оптимальным образом выполнять многие конкретные задачи перспективной программы исследований Солнечной системы.

Высокий уровень эффективных скоростей истечения, малая относительная масса рабочего вещества и объем баков обеспечивают высокую степень адаптивности космических ступеней, оснащенных ЭРД, к требуемым характеристикам межпланетных полетов. Появляется возможность унификации МКК с ЭРД. Разработка унифицированной космической ступени относительно небольших размеров, способной эффективно решить широкий круг транспортных задач, отличающихся существенно различными энергетическими потребностями, придает перспективной программе космических исследований большую гибкость и динамизм.

Для МКК с ЭРД характерна сравнительно низкая чувствительность расчетных параметров к изменениям в потребной энергетике перелетов. Это позволяет расширить "окна" стартов, а также варьировать в широком диапазоне такие параметры конечных орбит искусственных спутников планет, как высоту перицентра, эксцентриситет и наклонение.

Таблица 6.2

Тип двигательной установки	Скорость истечения, м/с	Тяга, кН	Начальная масса МКК, т
ЖРД на $F_2 - N_2H_4$	$3,7 \cdot 10^3$	4,5	138
Ядерный двигатель с твердофазной активной зоной	$8,6 \cdot 10^3$	72,6	38
Ядерный двигатель с газозфазной активной зоной	$1,5 \cdot 10^4$	44	54
Термоядерный двигатель пульсирующий	$6,3 \cdot 10^4$	970	262
ЯЭРДУ	$6,1 \cdot 10^4$	10 ⁻²	15

Мощная энергоустановка, входящая в состав МКК с ЭРД, может применяться не только на участке межорбитального перелета, но и непосредственно вблизи исследуемой планеты для питания научной аппаратуры и радиоконтекста. Если при этом мощность энергоустановки будет понижена по сравнению с ее номинальной величиной на участке межорбитального перелета, то ресурс энергоустановки значительно возрастет. Это позволит существенно повысить объем передаваемой научной информации и пропускной способности радиоканала борт – Земля, а также снизить требования к антенным системам и режимам ориентации КА. Использование энергоустановки облегчает также решение задачи радиолоцирования многих небесных тел с пролетных траекторий или с орбит их искусственных спутников.

Эти преимущества ЭРД в состоянии придать необходимую гибкость и самой программе исследований Солнечной системы. При реализации этой сложной программы, рассчитанной на длительные промежутки времени, могут возникнуть новые задачи, которые трудно или невозможно предвидеть заранее и которые заставят изменить взгляды на целесообразность и очередность выполнения тех или иных научных программ.

6.2. ЭРД И ИНДУСТРИАЛИЗАЦИЯ ОКОЛОЗЕМНОГО КОСМОСА

Существует несколько классов задач, которые возникают при осуществлении программы строительства орбитальных комплексов промышленного назначения и для решения которых перспективны ЭРД.

1. Корректировка орбиты космических аппаратов, поддержание их на условно-синхронных орбитах, компенсация аэродинамического торможения.

2. Многоразовые транспортные операции в околоземном пространстве (буксировка КА с опорной околоземной орбиты на солнечно-синхронную орбиту, на геостационарную и другие высокие орбиты, транспортировка грузов по маршруту Земля – Луна и т.п.).

3. Транспортировка крупногабаритных конструкций, собираемых на опорной околоземной орбите, на геостационарную орбиту и другие орбиты.

4. Управление движением КА, выполнение маневров на орбите.

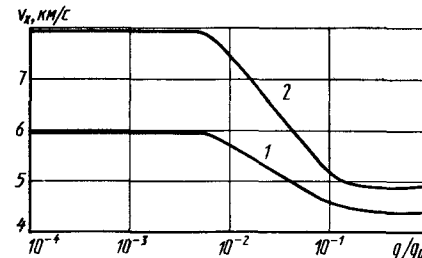
В более отдаленной перспективе ЭРД смогут найти применение и в других программах космической индустриализации (строительство космических солнечных электростанций для энергоснабжения Земли, освоение Луны, транспортировка астероидов к Земле и др.). Эти задачи дальней перспективы будут рассмотрены в следующем разделе. А сейчас разберем особенности и преимущества использования ЭРД для решения указанных четырех классов задач.

Космическая индустриализация предполагает строительство сети орбитальных платформ для систем связи и дистанционного зондирования Земли, энергетических и производственных комплексов, пилотируемых научно-технических лабораторий, сборочно-монтажных центров. Многие из этих крупногабаритных сооружений потребуются выводить на геостационарную и другие высокие орбиты.

Энергетические затраты на транспортировку таких КА с опорной околоземной орбиты определяются характеристической скоростью. Так называют скорость, которую КА приобрел бы в идеальном случае, если бы вектор тяги имел постоянную ориентацию, а гравитационные силы, сопротивление атмосферы и другие силы на него не действовали. На рис. 6.1 показана зависимость характеристической скорости v_x от относительного ускорения g/g_0 (g_0 – ускорение силы тяжести на поверхности Земли) для перелета с опорной околоземной орбиты высотой 200 км и наклонением $51,6^\circ$ на геостационарную орбиту (высота 36000 км, наклонение 0°). При величине g/g_0 порядка 1 $v_x \approx 4,8$ км/с, а при уменьшении g/g_0 до $10^{-3} - 10^{-4}$ скорость v_x возрастает примерно до 8 км/с. Это объясняется увеличением гравитационных потерь вследствие роста продолжительности полета в случае малых ускорений.

Рис. 6.1. Зависимость характеристической скорости v_x при выводе транспортного корабля на геостационарную орбиту от относительного ускорения g/g_0 :

1 и 2 – соответственно высота опорной орбиты 280 и 200 км и наклонение $28,5$ и $56,5^\circ$



При $g/g_0 = 1 \dots 10^{-1}$ время перелета на ГСО не превышает одних суток, а при уменьшении g/g_0 до $10^{-3} - 10^{-4}$ это время возрастает примерно до 100 суток.

Использование для такого перелета ЭРД как двигателя малой тяги приводит к значительному увеличению продолжительности транспортной операции. Но, с другой стороны, ЭРД при той же конечной массе космического аппарата на геостационарной орбите позволяет снизить начальную массу на опорной орбите в 2 – 3 раза по сравнению с ЖРД. В случае использования ЖРД перевод 1 кг массы на ГСО требует выведения на опорную орбиту с Земли примерно 7 кг массы. Таким образом, важным преимуществом ЭРД при выполнении подобных транспортных операций является их значительно более высокая эффективность использования массы и соответственно более высокая экономичность.

Пусть M – масса КА, который необходимо вывести на ГСО, P – его стоимость, τ – время его активного существования. Рассмотрим два варианта перевода космического аппарата с опорной орбиты на геостационарную – с помощью космической ступени, работающей на ЖРД, и с помощью многоразового межорбитального буксира с ЭРД, который доставляет объект на ГСО за время τ_1 . Стоимость буксира, отнесенная к расчетному числу полетов, P_T . Примем, что с учетом длительного времени транспортировки затраты на создание КА, необходимые на обеспечение его заданного ресурса и надежности, возрастает как $1 + \tau_1/\tau$. Примем также, что удельная стоимость доставки на ГСО 1 кг массы КА $\gamma_2 = 0,3\gamma_1$, где γ_1 – удельная стоимость в случае ЖРД.

Стоимость вывода КА на ГСО с опорной околоземной орбиты с помощью ЖРД

$$P_1 = P + M\gamma_1,$$

а с помощью ЭРД

$$P_2 = P(1 + \tau_1/\tau) + M\gamma_2 + P_T$$

Сравнивая P_1 и P_2 , нетрудно записать условие, при соблюдении которого использование ЭРД становится более выгодным:

$$M > 1,4 \frac{\frac{P\tau_1}{\tau} + P_T}{\gamma_1}. \quad (6.1)$$

Приведем пример. Пусть $P = 1,5 \cdot 10^8$ долл, $P_T = 2 \cdot 10^5$ долл, $\tau = 10$ лет, $\tau_1 = 100$ суток, $\gamma_1 = 600$ долл/кг. Производя вычисления с помощью формулы (6.1), получаем, что применение многоразового буксира с ЭРД для транспортировки грузов на ГСО целесообразно во всех случаях, когда масса КА равна 10 т или превосходит эту величину.

Приведенный численный пример носит, разумеется, условный характер. Из

Таблица 6.3

$I_{уд}$	η_T	M/N	$I_{уд}$	η_T	M/N
1500	0,47	7,1	4000	0,82	1,4
2000	0,59	3,4	5000	0,86	1,1
3000	0,73	2,2	6000	0,88	0,9

формулы (6.1) видно, что целесообразность использования транспортного буксира с ЭРДУ в значительной степени определяется стоимостью КА. Современная концепция состоит в том, что КА, выводимые на ГСО, должны функционировать без технического обслуживания в течение всего срока активного существования. Чтобы обеспечить высокую надежность активного функционирования КА в течение 5 – 10 лет, требуется провести весьма дорогостоящий комплекс мероприятий. В результате стоимость КА может даже превышать стоимость их вывода на орбиту.

С применением ЭРДУ может быть предложена новая концепция работы с КА на ГСО. Можно снизить расходы на обеспечение высокой надежности КА в течение длительного срока их существования. В целях профилактики или ремонта можно будет доставлять космический аппарат на орбитальный эксплуатационный центр, находящийся на опорной околоземной орбите, а затем возвращать его на ГСО с помощью многоразового транспортного буксира, оснащенного ЭРДУ.

Высокая массовая эффективность – не единственное преимущество ЭРД при выполнении транспортных операций в околоземном космическом пространстве. Проектные проработки показали, что крупногабаритные конструкции наиболее целесообразно собирать на опорной орбите из однотипных элементов и узлов, доставляемых с Земли или изготовленных из полуфабрикатов непосредственно в орбитальном сборочно-эксплуатационном центре. Такой центр удобнее всего размещать на орбитах высотой 300 – 350 км. Эта высота оптимальна, так как для более низких орбит быстро возрастают затраты топлива на работу двигательной установки, компенсирующей торможение в верхних слоях атмосферы, а для более высоких – затраты на переход с низкой опорной орбиты.

При транспортировке на ГСО крупногабаритного космического аппарата, собранного на опорной орбите, принципиальное значение имеет выбор рациональных перегрузок. Величина перегрузок накладывает вполне определенные требования на прочность и устойчивость самих конструкций, а следовательно, и их массовые характеристики. Использование для транспортировки двигателей малой тяги, которые создают минимальные перегрузки, позволяет работать с ажурными конструкциями, обладающими сравнительно малой массой.

Электрические ракетные двигатели нецелесообразно применять в тех случаях, когда требуется достаточно быстрая доставка грузов на ГСО. В этих случаях используют ДУ, включающую большое количество жидкостных ракетных двигателей малой тяги, что позволяет оптимальным образом регулировать значение действующей в полете перегрузки.

Приведем в качестве примера оценки массовой эффективности ЭРДУ при транспортировке грузов на ГСО. Выберем для конкретизации космическую ступень с плазменно-ионным двигателем и с солнечной батареей или ядерным реактором как источником энергии. Примем удельную массу источника энергии равной 15 кг/кВт, преобразователя 10 кг/кВт и вспомогательных узлов (кабели, фермы и т.п.) 5 кг/кВт. Характеристики самого двигателя при работе на ксеноне включая его массу, отнесенную к мощности, приведены в табл. 6.3.

На рис. 6.2 приведены результаты расчета массовой эффективности

$$\mu = \frac{M_{п.н}}{M_0},$$

где $M_{п.н}$ – масса полезной нагрузки на конечной орбите; M_0 – полная масса КА на исходной орбите.

Расчеты проведены для одноразовых транспортных операций по доставке грузов на ГСО с помощью ЭРДУ с указанными рабочими характеристиками в зависимости от времени перелета. Расчеты выполнены для двух случаев: в первом из них источник энергии не включен (1) в полезную нагрузку, во втором (2) составляет ее часть. Для сравнения на графике указана массовая эффективность выполнения той же операции (3) с помощью ЖРД (примерно 0,25).

На рис. 6.3 приведены результаты аналогичных расчетов, выполненных с тем отличием, что для транспортировки полезных грузов на ГСО используется межорбитальный буксир многократного действия. В этом случае энергоустановка является частью космической ступени, так как должна обеспечивать ее возвращение на низкую опорную орбиту. Космическая ступень рассчитана на десятикратное использование. Использование в этом режиме ЖРД, очевидно, лишено практического смысла.

На том же графике приведена другая кривая, построенная в предположении, что на космической ступени используется перспективная высоковольтная энергоустановка, которую можно использовать непосредственно для питания ЭРД, исключив преобразователь (см. разд. 4.2). В этом случае можно сократить время транспортировки до 150 суток при суммарной массовой эффективности около 0,6. При использовании обычной энергоустановки с преобразователем энергии получение такой же массовой эффективности возможно при увеличении продолжительности транспортной операции до 250 суток.

Сопоставим возможности различных типов ЭРД для транспортировки полезных нагрузок на ГСО. На рис. 6.4 приведены зависимости отношения тяги ЭРД к мощности для двух вариантов плазменно-ионных двигателей (ПИД) и двух двигателей с анодным слоем. Сравнение выполнено для плазменно-ионных двигателей, работающих на ксеноне и аргоне, и для одно- и двухступенчатых двигателей с анодным слоем, работающих на цезии и висмуте соответственно (использованы результаты экспериментов, приведенные в гл. 3). Видно, что в области удельных импульсов до 40000 м/с одноступенчатый ДАС на цезии обладает самыми высокими тяговыми характеристиками.

В качестве другого примера использования ЭРД рассмотрим задачу ориентации крупногабаритных конструкций [45]. Некоторые из таких конструкций, иа-

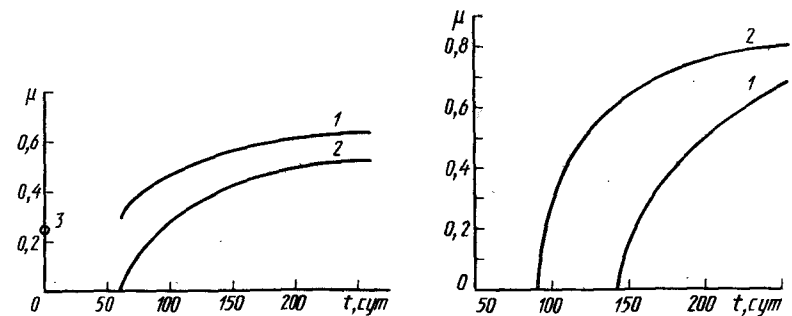


Рис. 6.2. Зависимость массовой эффективности ЭРД и ЖРД от времени перелета

Рис. 6.3. Зависимость массовой эффективности межорбитального буксира ЭРД от времени перелета:

1 – буксир многократного действия; 2 – перспективная энергоустановка без преобразователя

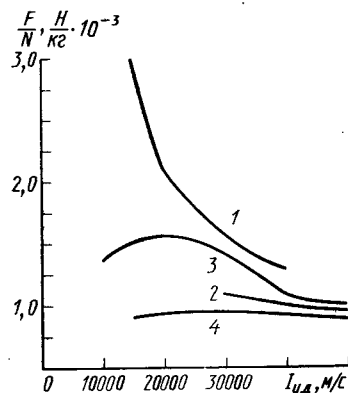


Рис. 6.4. Относительная эффективность различных классов ЭРД:

1 — одноступенчатый двигатель с анодным слоем на цезии; 2 — двухступенчатый двигатель с анодным слоем на висмуте; 3 — плазменно-ионный двигатель на ксеноне; 4 — плазменно-ионный двигатель на аргоне

пример развевываемые зеркала мембранного типа большого диаметра, должны сохранять жесткую конфигурацию, заданную ориентацию и обладать большим сроком существования на низких околоземных орбитах.

Рассмотренное в работе [45] мембранное зеркало предназначено для использования в составе радиометра и имеет диаметр 102 м, длина несущих ферм достигает 108 м. Масса зеркала около 6 т, моменты инерции находятся в пределах $0,96 - 1,22 \cdot 10^7$ кг·м². Основные источники динамических возмущений — аэродинамические силы и солнечное давление. Максимальное значение возмущающих сил

$$F = -4,2 \cdot 10^{-2} \dots + 7,6 \cdot 10^{-2} \text{ Н},$$

а максимальное значение возмущающего момента вращения

$$M = -7,4 \dots + 1,3 \text{ Н·м}.$$

В работе [45] исполнительными органами системы управления зеркалом являются ионные двигатели, работающие на ртути. Уровень тяги единичного двигателя $5 \cdot 10^{-3}$ Н, удельный импульс 27000 м/с, потребляемая мощность 15 Вт, ресурс 20000 ч, число включений 10000. Требуется около 10 таких двигателей, расположенных в разных местах конструкции.

Для поддержания формы зеркала относительно каркаса используются эрозийные импульсные плазменные двигатели, обеспечивающие тягу в тысячные доли ньютон.

В качестве источника энергии для питания системы управляющих ЭРД можно использовать солнечные батареи.

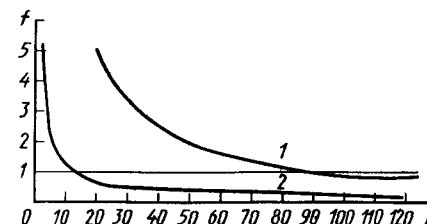
6.3. ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ПЕРСПЕКТИВНЫХ ЭРД

6.3.1. СВЕТОВЫЕ ДВИГАТЕЛИ И КОСМИЧЕСКИЙ ТРОЛЛЕЙБУС

Сопоставим экономичность транспортировки грузов на геостационарную орбиту с помощью многоразового космического буксира с двумя вариантами двигательных установок: автономной электроракетной двигательной установки (ЭРДУ) и ДУ на основе световых двигателей в сочетании с внешним источником энергии (см. гл. 4). Стоимость изготовления и эксплуатации космического буксира с автономной ЭРДУ, рассчитанного на n_1 полетов, обозначим через P_1 ; аналогичные

Рис. 6.5. Зависимость относительной экономической эффективности доставки грузов на геостационарную орбиту для транспортных кораблей с автономной энергоустановкой и со световыми двигателями от числа рейсов n в год:

1 и 2 — стоимость космической электростанции 10^{10} и 10^9 р соответственно



величины для многоразового буксира со световыми двигателями — через n_2 и P_2 ; стоимость солнечной электростанции, обладающей ресурсом τ и способной обеспечить n рейсов многоразового буксира в год, — через P_3 . Тогда относительная экономическая эффективность буксира с ДУ на основе световых двигателей составит

$$f(n) = \frac{n_1 P_2}{n_2 P_1} + \frac{n_1 P_3}{\tau n P_1}. \quad (6.2)$$

Видно, что функция $f(n)$ зависит от грузооборота между опорной и геостационарной орбитами (от числа рейсов в год n).

На рис. 6.5 представлены результаты расчетов по формуле (6.2) для конкретного примера ($P_1 = 10^8$ р., $P_2 = 10^7$ р., $n_1 = n_2 = 10$, $\tau = 10$ лет). И использованные цифры носят условный характер, но позволяют сделать некоторые общие выводы. Ясно, во-первых, что многоразовый буксир со световыми двигателями позволяет получить заметный экономический эффект, когда грузооборот становится больше некоторой критической величины. Во-вторых, критическое число рейсов многоразового межорбитального буксира, начиная с которого становится эффективным переход к световым двигателям, зависит в первую очередь от стоимости космической электростанции. До тех пор, пока грузовой поток остается сравнительно небольшим, целесообразно по-прежнему использовать межорбитальный буксир с автономной ЭРДУ.

Для межорбитального буксира со световыми двигателями была выбрана космическая солнечная электростанция (КСЭ) мощностью около 1 ГВт. По различным оценкам, стоимость такой станции составит около 1 — 10 миллиардов р. Межорбитальный многоразовый буксир, работающий совместно с такой станцией, обладает еще одним важным преимуществом по сравнению с транспортной космической ступенью, оснащенной автономной ЭРДУ. Это — значительное сокращение времени перелета с опорной орбиты на геостационарную.

В самом деле, при полном КПД светового двигателя 20 % и удельном импульсе 20000 м/с подводимой к межорбитальному буксиру мощности достаточно, чтобы обеспечить уровень тяги около $2 - 10^4$ Н. Двигательная установка, развивающая такую тягу, будет сообщать космической ступени массой 20 — 200 т ускорение $g = 10^{-1} \dots 10^{-2} g_0$. Нетрудно убедиться, что продолжительность разгона $t = M v_x / F$ составит 1,4 — 14 ч. При этом расход рабочего вещества — около 25 % начальной массы буксира M .

Это необходимо учитывать при оценке эффективности обоих вариантов многоразового космического буксира. Поскольку время перелета на ГСО становится сравнительно небольшим, космическую ступень целесообразно использовать не только для транспортировки грузов, но и для перевозки пассажиров. Поэтому космические буксиры, оснащенные световыми двигателями, энергия к которым подводится от внешнего источника (например, от космической солнечной электростанции), в перспективе могут оказаться наиболее универсальной и экономичной транспортной системой для полетов в околоземном космическом пространстве, своего рода космическим троллейбусом.

6.3.2. ОСВОЕНИЕ ЛУНЫ, АСТЕРОИДОВ, ПЛАНЕТ И ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЙ УСКОРИТЕЛЬ МАССЫ (ЭДУМ)

Как было показано в гл. 5, электродинамический ускоритель массы в последние годы рассматривается как перспективное средство выведения на окололунную орбиту вещества естественного спутника нашей планеты в целях его использования для строительства крупногабаритных объектов энергопроизводительной орбитальной инфраструктуры. Небольшая вторая космическая скорость (2,36 км/с) и отсутствие атмосферы у Луны значительно упрощает проблему создания ЭДУМ для транспортировки лунного вещества в космос. Наиболее последовательную концепцию практического использования ЭДУМ для этих целей выдвинул Дж. О'Нейл [9]. Согласно его проекту, первая космическая солнечная электростанция (КСЭ) будет сооружаться на геостационарной орбите из материалов, доставляемых с Земли, а затем вырабатываемая ею энергия использоваться для освоения окололунного пространства и самой Луны. Это позволит при строительстве всех следующих КСЭ использовать главным образом сырье, доставляемое с Луны. Такой метод строительства сети КСЭ получил образное название "ботиночной шнуровки".

По оценкам работ [9, 47], для транспортировки лунного сырья в космос можно использовать электродинамический ускоритель, обеспечивающий разгон снарядов массой 20 кг при ускорении 10^3 м/с². Длина ускорителя составит 2,9 км, а масса 3500 т. Расходуемая за один цикл энергия в зависимости от КПД системы будет $10^8 - 10^9$ Дж.

Чтобы обеспечить доставку с поверхности Луны на селеноцентрические орбиты грузопотока $6 \cdot 10^5$ т в год, ускорители должны будут производить $3 \cdot 10^7$ "выстрелов" в год, иными словами, один "выстрел" каждую секунду. Для обеспечения ускорителей энергией потребуется разместить на поверхности Луны панели солнечных батарей общей площадью не менее 10 км². Возможно также использовать космические электростанции, передающие энергию непосредственно к лунным транспортным установкам.

Для обеспечения нормального функционирования лунной транспортной системы целесообразно создать на орбитах вокруг Луны постоянно действующие орбитальные комплексы. Эти комплексы будут использоваться в качестве центров связи и управления всеми работами на Луне и полетами транспортных кораблей. Наиболее целесообразно разместить эти орбитальные комплексы в коллинеарных точках либрации L_1 и L_2 (рис. 6.6). Эти точки обладают тем значительным свойством, что помещенные в них спутники будут вращаться вокруг Земли с той же угловой скоростью, что и Луна. Поэтому они будут, очевидно, спутниками одновременно и Земли, и Луны.

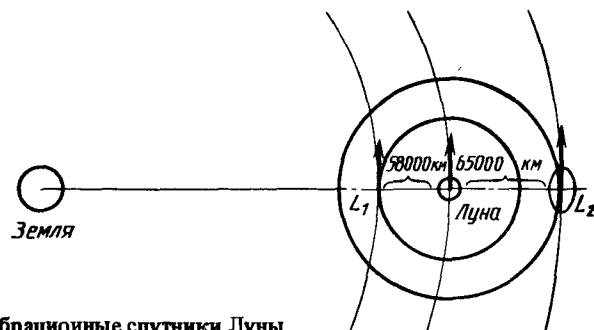


Рис. 6.6. Либрационные спутники Луны

Для удержания спутников в точках либрации целесообразно использовать ЭРД. Чтобы спутник в точке либрации L_2 , которая находится за Луной, был виден с Земли, его следует вывести не в саму точку L_2 , а на круговую орбиту вокруг этой точки (гало-орбита).

В других проектах рассматривается применение ЭДУМ для транспортировки в зону околоземного энергопромышленного орбитального комплекса небольшого астероида с тем, чтобы использовать его вещество для космического пространства. Преимущество этого проекта состоит в том, что отпадает необходимость в промышленном освоении Луны и снижается вредное антропогенное воздействие на естественный спутник нашей планеты. Однако масштабы необходимых работ грандиозны.

Лучше всего ориентироваться на астероиды групп Аполлона и Амура, перигелии которых лежат внутри орбит Земли и Марса соответственно. Рассмотрим в качестве примера транспортировку к Земле астероида массой $2 \cdot 10^{13}$ т и характеристической скоростью 10 км/с. На астероиде потребуется разместить энергоустановку — лучше всего термоядерную — с громадной мощностью $10^{16} - 10^{17}$ Вт. Транспортировка астероида с помощью ЭДУМ в качестве реактивного двигателя продлится 10 лет, причем в качестве рабочего вещества ЭДУМ будет израсходовано около половины массы этого астероида. Ясно, что задачи подобного масштаба относятся к отдаленным перспективам космонавтики.

Существуют предложения о практическом использовании ЭДУМ в менее отдаленной перспективе. Например, в работе [6] предлагается оснастить ЭДУМ автоматические космические зонды, предназначенные для исследования Солнечной системы. Электродинамические ускорители массы ЭДУМ позволяют в принципе обеспечить увеличение скорости таких зондов до 30 — 100 км/с и соответственно на порядок сократить время получения исследовательской информации — с нескольких лет до нескольких месяцев.

Согласно проекту, ракета разгоняется вдоль ускоряющей ступени, причем охлаждение зонда осуществляется рабочим телом, которое выбрасывается наружу под действием электромагнитных и газодинамических сил. Для разгона зонда массой 10 кг до скорости 100 км/с потребуется израсходовать около 100 кг рабочего вещества [6]. Длина ускорителя, определяемая из условий прочности конструкции на разрыв, составит 750 м при величине суммарной силы 10^7 Н. В качестве орбитального источника энергии можно будет использовать КСЭ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Арцимович Л.А., Андронов И.М., Есипчук Ю.В. и др. Разработка стационарного плазменного двигателя и его испытание на ИСЗ "Метеор" // Некоторые труды сотрудников ИАЭ имени Курчатова, Т.2. М.: Наука, 1982. С. 384—401.
2. Белан Н.В., Костюк Г.И., Мышелов Е.П. Физические основы стойкости электродов плазменных ускорителей и технологических устройств / Харьков, авиац. ин-т, 1986. 205 с.
3. Беляев Н.М., Белик Н.П., Уваров Е.Н. Реактивные системы управления космических летательных аппаратов. М.: Машиностроение, 1979. 232 с.
4. Брофи Дж., Уилбур П. Теоретические и экспериментальное исследование ионных двигателей // Аэрокосмическая техника, 1986. № 10. С. 123—137.
5. Васильев Л.А. Определение давления света на космические летательные аппараты. М.: Машиностроение, 1985. 206 с.
6. Винтерберг Ф. Электромагнитная рельсовая пушка // Астронавтика и ракетодинамика, ВИНИТИ, 1986, № 28, С. 30—41.
7. Гаррисон П. Перспективные двигательные установки для будущих космических летательных аппаратов // Аэрокосмическая техника, 1983. № 9. С. 84—90.

8. Глэмб Р., Криер Х. Принципы и состояние разработки лазерных ракетных двигателей // *Аэрокосмическая техника*, 1985, № 1. С. 119–132.
9. Гришин С.Д., Лесков Л.В. Индустриализация космоса: проблемы и перспективы. М.: Наука, 1987. 352 с.
10. Гришин С.Д., Лесков Л.В., Козлов Н.П. Электрические ракетные двигатели. М.: Машиностроение, 1975. 271 с.
11. Гришин С.Д., Лесков Л.В., Козлов Н.П. Плазменные ускорители. М.: Машиностроение, 1983. 226 с.
- ✓ 12. Джоунс Р. Сравнение перспективных электрореактивных систем для межорбитальных перелетов // *Аэрокосмическая техника*, 1985, № 1. С. 96–106.
13. Земсков А.И., Прут В.В., Храбров В.А. Физические процессы при импульсном разряде в диэлектрических камерах // *ЖТФ*, 1972, Т.42. Вып.2. С. 358–363.
14. Жуков М.Ф., Козлов Н.П., Пустогаров А.В. и др. Приэлектродные процессы в дуговых разрядах. Новосибирск: Наука, 1982. 157 с.
15. Йошикава Т., Оно К., Морито С. и др. Дуговые электрореактивные двигатели малой мощности // *Астронавтика и ракетодинамика* / ВИНТИ, 1987, № 3. С. 25–33.
16. Кауфман Г. Физико-технические основы ионных двигателей с замкнутым дрейфом электронов // *Аэрокосмическая техника*, 1985, № 5. С. 163–177.
17. Кервалишвили Н.А., Кортхонджия В.П. Частота ионизации электронами в плазме в скрещенных ЕН полях // *Физика плазмы*, 1985, Т.11. № 1. С. 123–126.
18. Квасников Л.А., Латышев Л.А., Севрук Д.Д. и др. Теория и расчет энергосиловых установок космических летательных аппаратов. М.: Машиностроение, 1984. 332 с.
19. Корсун А.Г. Пределные токи в ускорителе плазмы с собственным магнитным полем // *ЖТФ*, 1974, Т.44. Вып.1. С. 202–206.
- ✓ 20. Курц Г., Ауейтер-Курц М., Шраде Г. Экспериментальное исследование квазистационарного МПД двигателя // *Астронавтика и ракетодинамика* / ВИНТИ, 1987, № 3. С. 33–40; № 4. С. 15–28.
21. Мак-Кевитт Ф., Шван Ф. Исследование электротермических двигателей на гидразине // *Астронавтика и ракетодинамика* / Издание ВИНТИ, 1985, № 28. С. 11–18.
22. Меркл Ч. Расчет поля течения в лазерном двигателе // *Аэрокосмическая техника*, 1983, № 1. С. 133–140.
23. Морозов А.И. Физические основы космических электрореактивных двигателей, Т1, Элементы динамики потоков в ЭРД. М.: Атомиздат, 1978. 328 с.
- ✓ 24. Мэй Д. Энергетический подход к решению задач межорбитального перехода // *Аэрокосмическая техника*, 1986, № 8. С. 167–172.
25. Назарян Г.М., Шелтон Г. Теория ионной эмиссии с пористых сред. Электростатические ионные двигатели. М.: Мир, 1974. С. 74–81.
26. Осадин Б.А. Подъемный кран для космической стройки. // К.Э. Циолковский и проблемы космического производства / Институт истории естествознания и техники АН СССР, 1982. С. 117–122.
27. Плазменные ускорители. М.: Машиностроение, 1973. 312 с.
28. Плазменные ускорители и ионные инжекторы. М.: Наука, 1984. 272 с.
29. Плазменные ускорители и ионные инжекторы / Днепропетровский госуниверситет, 1986. 312 с.
30. Полк Дж., Ковски Дж., Келли А. и др. Измерение эрозии электродов МПД двигателя // *Астронавтика и ракетодинамика* / ВИНТИ, 1987, № 4. С. 28–34.
31. Поллард Д., Кози Р. Гибридный электрохимический двигатель // *Аэрокосмическая техника*, 1986, № 10. С. 144–148.
32. Роль Д. Приемник излучения в двигательных установках на солнечной энергии // *Аэрокосмическая техника*, 1986, № 6. С. 105–113.
33. Сеюкосов Е.П., Троянжко А.Г. Плазмообразующие рабочие тела с при-

садками щелочноземельных и редкоземельных элементов // V Всесоюзная конференция по плазменным ускорителям и ионным инжекторам. М.: Наука, 1982. С. 28.

✓ 34. Состояние работ по созданию электроракетных двигателей в Европейском космическом агентстве // *Астронавтика и ракетодинамика* / ВИНТИ, 1987. С. 1–25.

35. Стаханов И.П. О физической природе шаровой молнии. М.: Энергоатомиздат, 1985. 202 с.

✓ 36. Турчи П. Импульсные плазменные двигатели для межорбитальных транспортных аппаратов // *Астронавтика и ракетодинамика* / ВИНТИ, 1985, № 28. С. 18–20.

37. Физика и применение плазменных ускорителей / Под ред. А.И. Морозова. Минск: Наука и техника, 1974. 400 с.

38. Форвард Р. Антипротонный аннигиляционный двигатель // *Аэрокосмическая техника*, 1986, № 6. С. 98–104.

39. Хадсон Г. Перспективные космические аппараты для полетов внутри Солнечной системы // *Астронавтика и ракетодинамика* / ВИНТИ, 1980, № 46. С. 1–6.

40. Шоу Б., Митчел К., Уилбур Л. Электротермический прямоточный электрореактивный двигатель / *Астронавтика и ракетодинамика* / ВИНТИ, 1986, № 6. С. 23–36.

41. Яковлев Е.А. Испытания космических электрореактивных двигательных установок. М.: Машиностроение, 1981. 207 с.

42. Buden D., Garrison P. Space nuclear power system and the design of the electric propulsion. – A1AA paper, 1984, 1447, 11 p.

43. Jones E. Clarke stations and Mercurian mass-drivers. – In: Space Manufacturing-5. N.J.: Inst. Aeron. and Astron., 1985, p. 80–83.

44. Myrabo L., Martinez-Sanches M., Heimerdinger D. Laser-driven MHD-Fanjet. – A1AA paper, 1983, 1345, 11 p.

45. Ogg G. Procedures to integrate electric secondary systems to large deployable space systems. – A1AA paper, 1983, 1392, 9 p.

46. Space test of pulsed plasma engine. Hirata M., Murakami H., Ono M., etc. – Proc. 13-th Intern. Symp. Space Technol. and Sci. Tokyo, 1982, p. 109–116.

47. O'Neil G., Snively L. Mass driver 111: construction, testing and comparison to computer simulation. – Space Manuf. Proc. Conf. Princeton, 1983, p. 391–401.

48. Prado M., Renfroe D. Lunar based mass-driver. – Space Manufacturing-5. N.J.: Inst. Aeron. and Astron., 1985, p. 71–79.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Глава 1. Общая теория электрических ракетных двигателей (ЭРД)	4
1.1. Общие принципы ЭРД.	4
1.2. Особенности двигательных установок с малой тягой.	6
1.3. Рабочие характеристики ЭРД	10
1.4. Принципы ускорения рабочего вещества в электромагнитном поле	12
1.5. Параметрический анализ режимов ускорения	18

1.6. Предельные режимы ускорения	28
1.6.1. Газокинетическое ускорение	28
1.6.2. Интегральные электромагнитные силы	31
1.6.3. Бездиссипативные и диссипативные режимы ускорения	35
1.7. Электродинамическое приближение	43
1.8. Электрические ракетные двигатели и перспективные двигательные установки других типов	47
Глава 2. Ионные двигатели	49
2.1. Ионный двигатель и его основные элементы	49
2.2. Основные требования к ионным источникам для электрических ракетных двигателей и показатели их эффективности	53
2.3. Контактные ионные источники	55
2.4. Ионный источник на основе разряда с осциллирующими электронами	61
2.5. Ионный источник с катодной разрядной камерой	70
2.6. Основы проектирования ионно-оптических систем	75
2.7. Вопросы нейтрализации объемного заряда ионных пучков	86
2.8. Ионные двигатели на переменном токе	93
Глава 3. Двигатели с замкнутым дрейфом электронов	100
3.1. Вводные замечания	100
3.2. Свойства анодного слоя	102
3.3. Процессы ионизации в ВЕ-разряде	111
3.4. Неустойчивости плазмы в ДАД	120
3.5. Эффективность ускорения ионов	129
3.6. Одноступенчатые двигатели	138
3.7. Двухступенчатые двигатели	145
3.8. Динамические режимы двигателей	148
3.9. Ресурсные характеристики двигателей с азимутальным дрейфом	150
Глава 4. Сильноточные и теплообменные двигатели	154
4.1. Импульсные плазменные двигатели	154
4.2. Квазистационарные и стационарные плазменные двигатели	163
4.3. Теплообменные двигатели	169
4.4. Теплообменные световые двигатели	174
4.5. Электродинамический ускоритель массы	179
4.6. Двигатели на нетрадиционных источниках энергии	185
Глава 5. Электрические ракетные двигатели в космических полетах	188
5.1. ЭРД в околоземном космосе	188
5.2. ЭРД — исполнительные органы систем ориентации, стабилизации и коррекции орбит КА	189
5.3. Солнечный космический буксир с ЭРД	195
5.4. Межорбитальный космический буксир с электроядерной двигательной установкой	199
Глава 6. Перспективы использования электрических ракетных двигателей в программах исследования Солнечной системы и индустриализации космоса	202
6.1. Исследование Солнечной системы и ЭРД	202
6.2. ЭРД и индустриализация околоземного космоса	206
6.3. Области применения перспективных ЭРД	210
6.3.1. Световые двигатели и космический троллейбус	210
6.3.2. Освоение Луны, астероидов, планет и электродинамический ускоритель массы (ЭДУМ)	212
Список литературы	213