

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ

СЛ



ИТОГИ НАУКИ И ТЕХНИКИ

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ

ТОМ 5



ISSN 0202—7933

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СССР
ПО НАУКЕ И ТЕХНИКЕ

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ВСЕСОЮЗНЫЙ ИНСТИТУТ НАУЧНОЙ И ТЕХНИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ

ИТОГИ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ ФИЗИКА ПЛАЗМЫ

Том 5

Редактор В. Д. Шафранов

Серия издается с 1980 г.

2 3 0 1 8 5



МОСКВА 1984

Главный редактор информационных изданий ВИНТИ
профессор *А. И. Михайлов*

Главный редактор серии академик *Б. Б. Кадомцев*

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ
информационных изданий по физике

Главный редактор — академик *Б. Б. Кадомцев*

Члены редакционной коллегии:

канд. физ.-мат. наук *В. Е. Асрибеков* (зам. главного редактора),
канд. физ.-мат. наук *О. М. Атаев*, д-р физ.-мат. наук *А. М. Афанасьев*,
д-р физ.-мат. наук *С. А. Ахманов*, канд. физ.-мат. наук *О. Н. Бокша*,
чл.-корр. АН СССР *Ф. В. Бункин*,
Н. В. Илларионов (ученый секретарь редколлегии),
д-р физ.-мат. наук *А. И. Карчевский*, д-р физ.-мат. наук *Б. С. Непорент*,
чл.-корр. АН СССР *Л. Б. Окунь*, канд. физ.-мат. наук *Я. А. Пяста*,
д-р физ.-мат. наук *В. Б. Сандомирский*,
чл.-корр. АН СССР *В. Д. Шафранов*

ОТ РЕДАКТОРА

Исследования по управляемому термоядерному синтезу, стимулировавшие бурное развитие физики плазмы, относятся, в основном, к плазме с экстремальными для земных условий параметрами (температурой и произведением плотности на «энергетическое время жизни») при минимально возможном отклонении от локального термодинамического равновесия. Вместе с тем в разных областях науки и техники все более широкое применение приобретает более доступная плазма с параметрами вне «термоядерного» диапазона. В настоящем пятом томе серии ИНТ «Физика плазмы» отражены успехи в развитии трех крупных направлений в физике такой плазмы, каждое из них лежит в основе разнообразных применений плазмы.

Физической основой большинства применений плазмы является возможность создания в плазме сильной неравновесности. Типичным примером служит плазма, пронизываемая пучком заряженных частиц. В такой системе особенно отчетливо проявляются типичные для плазмы коллективные явления, неустойчивости. Неудивительно поэтому, что пучковые системы лежат в основе новейших методов генерации и усиления электромагнитных волн. Физике электронных пучков в плазме и их применению как в технике, так и в научных исследованиях посвящен первый обзор данного выпуска, написанный доктором физико-математических наук М. В. Незлиным.

Следующий обзор в сборнике касается физики слабоионизованного газа — плазме тлеющего разряда повышенного давления. Здесь неравновесность системы вызывается легко достигаемым превышением энергии движения электронов в электрическом поле их тепловой энергии. Одновременно возникает неравновесность распределения частиц газа по энергетическим уровням. Оба эти свойства обусловили применение тлеющего разряда в качестве мощных источников света, плазмохимических реакторов и газовых лазеров. Неравновесность плазмы, вместе с тем, привела к большому разнообразию ситуаций в тлеющем разряде и к необходимости, с целью оптимизации параметров рассматриваемой системы, широких исследований кинетических и газодинамических процессов. Обзор «Тлеющий разряд в газах повышенного давления», написанный докторами

физико-математических наук В. Ю. Барановым, А. П. Напартовичем, А. Н. Старостиным, знакомит читателей с состоянием этого обширного раздела современной физики плазмы.

Третий обзор, включенный в данный выпуск, написан доктором физико-математических наук А. И. Морозовым и кандидатом физико-математических наук А. П. Шубиным. Он посвящен ускорению плазмы. Здесь речь идет о создании высокоскоростных (по сравнению с основанными на химическом топливе) плазменных струй с широкой областью применений от обработки поверхностей до создания электрореактивных двигателей и использования для управляемого синтеза. Как и в проблеме управляемого синтеза, объектом исследования служит, в основном, двухкомпонентная (электроны и ионы) плазма. Однако специфика больших скоростей движения и роли электродов делают физику процессов более богатой и разнообразной. Поэтому исследования плазмодинамических систем служат не только развитию конкретных применений, но и более глубокому пониманию плазмофизических процессов, важному для всей физики плазмы в целом.

Как и предыдущие выпуски, этот том рассчитан на достаточный широкий круг физиков, интересующихся плазмой.

Приведем для справок содержание предыдущего выпуска серии (т. 4):

Ю. А. Данилов, В. И. Петвиашвили. Солитоны в плазме.

А. С. Кингсеп. Сильная ленгмюровская турбулентность и турбулентный нагрев плазмы.

Л. М. Алексева. Магнитосфера Земли. Строение и физика.

В. И. Коган, В. С. Лисица. Радиационные процессы в плазме.

ЭЛЕКТРОННЫЕ ПУЧКИ В ПЛАЗМЕ

М. В. Незлин

ОГЛАВЛЕНИЕ

1. Введение	6
2. Аперiodические неустойчивости пучков (теория)	10
2.1. Неустойчивость и предельный ток пучка частиц одного знака в вакууме	10
2.2. Неустойчивость и предельный ток квазинейтрального электронного пучка (задача Пирса)	12
2.3. Неустойчивость и предельный ток квазинейтрального ионного пучка	14
2.4. Неустойчивость и предельный ток релятивистского электронного пучка	15
3. Колебательные неустойчивости пучков (теория)	16
3.1. Дисперсионное уравнение системы пучок — плазма	16
3.2. Собственные волны плазмы и пучка	19
3.3. Электрон-ионная (бунемановская) неустойчивость	20
3.4. Электрон-электронная неустойчивость	22
3.5. Пучково-дрейфовая неустойчивость пространственно-неоднородной системы пучок — плазма в продольном магнитном поле	23
3.6. Неустойчивости релятивистских электронных пучков	27
4. Пучковые неустойчивости как результат активной связи волн с различными знаками энергии (теория)	29
4.1. Волны с положительной и отрицательной энергией	29
4.2. Активная связь (неустойчивость) волн с различными знаками энергии	31
4.3. Элементарные процессы, лежащие в основе пучковых неустойчивостей	33
5. Новейшие пучковые методы генерации и усиления электромагнитных волн электронными пучками, или лазеры (мазеры) на свободных электронах (теория и эксперимент)	38
5.1. Томсоновское (комптоновское) рассеяние фотонов на релятивистских электронах (теория)	38
5.2. Рамановское (комбинационное) рассеяние на собственных волнах электронного пучка, несущих отрицательную энергию (теория)	42
5.3. Лазеры (мазеры) на свободных электронах и на рамановском (комбинационном) рассеянии (эксперимент)	46
6. Неустойчивости, предельные токи и двойные слои в электронных и плазменных пучках. Механизм срыва тока в пучках. (эксперимент)	48
6.1. Предельный ток электронного пучка в отсутствие нейтрализации пространственного заряда	48
6.2. Предельные токи квазинейтрального электронного пучка	49
6.3. Неустойчивости, ответственные за ограничение (срыв) тока в квазинейтральных электронных пучках: пучково-дрейфовая и пирсовская	52
6.4. Электрон-ионная (бунемановская) неустойчивость	54
6.5. Плазменная стабилизация (повышение порогов) пирсовской, пучково-дрейфовой и бунемановской неустойчивостей	57

6.6. Предельные токи ионных и релятивистских электронных пучков	59
6.7. Электрон-электронная неустойчивость	59
6.8. Неустойчивость плазменного пучка	60
6.9. Виртуальный катод в электронном пучке и двойной электрический слой в плазме	63
6.10. Двойной электрический слой («виртуальный анод») в ионном пучке, распространяющемся в плазме в модели земного магнитного диполя, и вопрос о механизме полярных сияний	67
7. Солитоны в электронных пучках	72
7.1. Физические представления о самосжатии (коллапсе) ленгмюровских волн	72
7.2. Ленгмюровские солитоны в электронных пучках (эксперимент)	80
7.3. О ленгмюровских солитонах в космосе (наблюдения)	84
8. Заключение	85
Литература	86

1. ВВЕДЕНИЕ

В данном обзоре рассматриваются коллективные (волновые) взаимодействия в пучках заряженных частиц, распространяющихся в плазме и плазмоподобных средах, и основные следствия этих взаимодействий — пучковые неустойчивости. Этот раздел физики плазмы, открытый основополагающими работами Ленгмюра и Тонкса [1, 2], Пирса [3, 4], Ахиезера и Файнберга [5, 6], Бома и Гросса [7], за последние приблизительно три десятилетия претерпел всестороннее развитие. В настоящее время можно указать ряд причин, по которым физика пучков в плазме привлекает к себе внимание исследователей. 1. Квазинейтральный пучок заряженных частиц (либо в плазме, либо даже взятый сам по себе) представляет собой наиболее яркий пример простейшей плазменной системы, наиболее далекой от состояния термодинамического равновесия. Поэтому в квазинейтральных пучках наиболее отчетливо и многогранно проявляются разнообразные плазменные неустойчивости. При этом специфика функции распределения частиц по скоростям (моноэнергетический пучок) приводит к новому качеству: неустойчивости приобретают такие черты, которые отсутствуют в «обычной» плазме (с приблизительно максвелловским распределением частиц в пространстве скоростей), благодаря чему принципиально расширяются возможности изучения неустойчивостей плазмы и — что особенно важно — возможности экспериментальной проверки теории. Примеры такого рода читатель найдет в монографии автора [8]. Таким образом, нейтрализованные пучки заряженных частиц представляют собой очень удобный «полигон» для испытания теории плазмы. 2. Интенсивные пучки заряженных частиц используются для нагрева плазмы в экспериментальных исследованиях по управляемому термоядерному синтезу [6, 8], по новым методам ускорения частиц до высоких энергий, в плазмохимии, в космических исследованиях и технике и, конечно же, в физической электронике — в

качестве чрезвычайно мощных генераторов электромагнитных волн всеволнового диапазона (литературу по указанным разделам см., например, в [8]). Здесь прежде всего выделяются мазеры на электронном циклотронном резонансе (гиротроны), разработанные А. В. Гапоновым — Греховым и его сотрудниками [9] и нашедшие, в частности, эффективное применение для нагрева плазмы в магнитных ловушках [10], а также лазеры на коллективном рассеянии электромагнитных волн на интенсивных электронных пучках (см. раздел 5), а также плазменные генераторы [206].

Название данного обзора является в определенной степени условным и нуждается в следующих комментариях. Во-первых, в обзоре рассматриваются неустойчивости, как правило, таких пучков, которые по своим параметрам (концентрация электронов n_1 , их скорость u_0 , характерный поперечный размер (диаметр) d и длина пучка L) не противоречат понятию плазмы, согласно которому

$$L, d > r_{D1} = (m u_0^2 / 4\pi n_1 e^2)^{1/2}, \quad (1)$$

где r_{D1} — характерный дебаевский радиус пучка, m и e — масса и заряд его частиц. Пучки, удовлетворяющие условию (1), переносят ток, превышающий предельный ток частиц одного знака в вакууме, и поэтому для своего распространения требуют нейтрализации пространственного заряда частицами противоположного знака. Такая нейтрализация (при которой образуется простейшая плазменная система) является, однако, лишь необходимым, но недостаточным условием стабильного распространения пучка: когда ток пучка превышает некоторый порог, пучок становится неустойчивым, происходит динамическая декомпенсация его пространственного заряда, и возникающие электрические поля могут остановить распространение пучка. Если это происходит, мы говорим, что в электронном пучке возникает «виртуальный катод» (соответственно, в ионном пучке — «виртуальный анод») — двойной электрический слой, от которого отражается значительная часть частиц пучка. Если при этом в системе присутствуют медленные плазменные частицы, то они получают возможность ускоряться до значительных энергий электрическими полями двойных слоев (создаваемых за счет энергии быстрых частиц). Как выяснилось в последние годы, близкие нелинейные явления, вероятно, определяют механизм полярных сияний в атмосфере Земли. Значительная часть обзора посвящена неустойчивостям, приводящим к возникновению такой ярко выраженной нелинейной структуры, как виртуальный катод, ограничивающий ток квазинейтрального (компенсированного ионами) электронного пучка. Эти процессы представляют принципиальный интерес для физики плазмы, электроники и приложений.

Во-вторых, в обзоре рассматриваются только такие коллек-

тивные взаимодействия пучков с плазменными волнами, при которых все частицы пучка действуют когерентно (практически — синхронно). Так происходит тогда, когда пучок имеет достаточно малый разброс частиц по скоростям — «гидродинамический режим» пучка. Соответственно, не рассматриваются такие взаимодействия, которые обусловлены лишь небольшой группой («резонансных») частиц, как это бывает при «кинетическом режиме» пучка, характеризующемся достаточно большим разбросом частиц пучка по скоростям. Здесь уместно заметить, что часто неустойчивость пучка в плазме рассматривается именно как кинетический эффект, обратный затуханию Ландау; при этом упускается из виду такое принципиальное свойство пучковой неустойчивости, как наличие порогового (критического) тока пучка, начиная с которого она возникает. Напротив, из гидродинамического рассмотрения вытекают пороги пучковых неустойчивостей и их исследование, как будет показано ниже, является весьма эффективным средством изучения коллективных явлений в системе пучок—плазма и сравнения теории с экспериментом. Именно такой подход и проводится в данном обзоре.

Для ознакомления с кинетическими пучковыми неустойчивостями можно рекомендовать читателю монографии [11, 12, 13].

В силу двух указанных ограничений в обзоре не рассматривается, в частности, широкий круг коллективных явлений в ионных пучках, изучаемых в лабораторной плазме. Дело в том, что в тех ионных пучках, с которыми реально проводятся эксперименты (их современный обзор содержится, например, в [14]), с одной стороны, плотность пучков n_1 значительно меньше той, которая отвечает критерию (1), и, с другой стороны, определяющую роль играют кинетические явления. Этот раздел физики пучков в плазме представляет принципиальный интерес и, естественно, нуждается в отдельном рассмотрении. Таким образом, данный обзор посвящен практически электронным пучкам.

В-третьих, в обзоре рассматриваются некоторые явления, в которых плазма, собственно, отсутствует (или может отсутствовать). Они принадлежат к области физической электроники, однако по своей физической сущности аналогичны соответствующим явлениям в пучковой плазме и их весьма удобно рассмотреть с точки зрения физики пучков в плазме. К таким явлениям, в частности, относятся взаимодействия, лежащие в основе новейших методов генерации и усиления электромагнитных волн (раздел 5). В этой области наиболее интересные с точки зрения физики и приложений (коллективные) эффекты происходят в достаточно плотных пучках, удовлетворяющих критерию, физически эквивалентному (1) (хотя количественно более мягкому), а именно:

$$\lambda \geq r_{D_0} = (T/4\pi n_1 e^2)^{1/2}, \quad (2)$$

где λ — длина волны колебаний, T — температура (энергетический разброс) частиц пучка. В этих эффектах принципиальную роль играют волны отрицательной энергии, существующие именно в гидродинамическом режиме.

В заключительном разделе обзора рассматриваются солитоны (уединенные волны) в системе пучок — плазма. Солитоны представляют собой фундаментальные нелинейные объекты, которые можно рассматривать как структурные элементы многих физических, химических, биологических, астрофизических явлений и процессов, в частности — как элементарные ячейки ленгмюровской турбулентности (литературу см. в разделе 7). Этот раздел можно считать элементарным введением в физику солитонов.

В целом, назначение данного обзора состоит в том, чтобы дать читателю представление об основных (наиболее сильных) неустойчивостях пучков в плазме, их физике, условиях возникновения, сопровождающих их эффектах и возможных применениях. Основу обзора составляет описание явлений, реально наблюдаемых в лаборатории и представляющих собой экспериментальные основы современной теории, и описание тех теоретических моделей, которые, с одной стороны, объясняют наблюдаемые явления и, с другой стороны, формируют общие представления о физике пучков в плазме. Принятая в обзоре последовательность изложения (сначала — теория, затем — эксперимент и далее — их сопоставление) отнюдь не означает желания автора поставить на первое (и, соответственно, второе) место тот или иной аспект исследования (в действительности — единого), а продиктована представлениями автора об интересах читателя.

В определенной степени основой данного обзора является сокращенная и полностью переработанная версия монографии автора «Динамика пучков в плазме» [8], вышедшей в 1982 г. Однако в обзор включены два новых раздела (5-й и 6.10) и целый ряд дополнений, комментариев и изменений к прежним разделам. В связи с ограниченностью объема обзора в нем приводятся лишь основные результаты, а также, как правило, опускаются выкладки и детали экспериментов — в тех случаях, когда за подробностями можно отослать читателя к упомянутой книге [8].

В одном из разделов обзора (6.10) затрагивается вопрос о возможном механизме полярных сияний. Излагаемая точка зрения по данному вопросу сложилась у автора в результате ознакомления с литературными источниками и дискуссий с Е. Е. Антоновой и В. В. Красносельских. Автор выражает им свою признательность за весьма ценные обсуждения и советы, которые он старался учесть, хотя, очевидно, сделал это в далеко не полной степени.

2. АПЕРИОДИЧЕСКИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПУЧКОВ (ТЕОРИЯ)

2.1. Неустойчивость и предельный ток пучка частиц одного знака в вакууме

Пусть в эквипотенциальном пространстве, ограниченном металлическими стенками, распространяется моноэнергетический пучок частиц одного знака (для определенности — электронный). Экспериментально пучок может быть получен, например, с помощью некоторой «пушки» и пропущен вдоль оси металлического цилиндра, торцы которого затянуты прозрачными сетками — рис. 1. Для простоты допустим, что пучок имеет форму

(D)

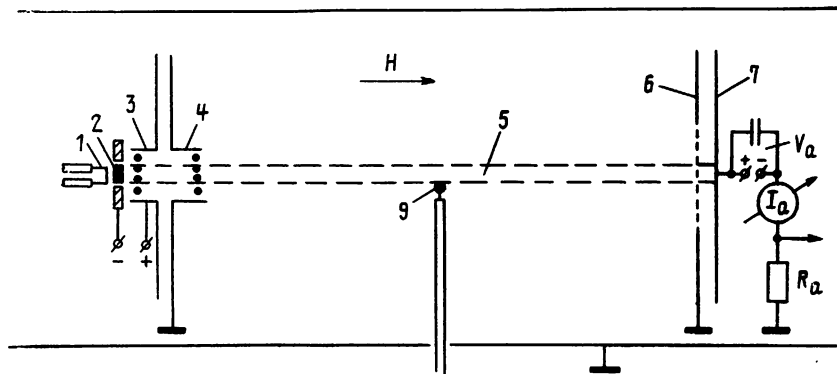


Рис. 1. Электронный пучок в эквипотенциальном пространстве:

1 — 4 — электронная пушка — принципиальная схема (подробнее см. [8]): 1 — нить накала; 2 — катод косвенного подогрева (вольфрам); 3 — промежуточный электрод («сетка»); 4 — б — заземленные сетки; 5 — пучок; 7 — коллектор пучка; 8 — металлический цилиндр; 9 — электростатический зонд; R_a — измерительное сопротивление; V_a — антидивергентная батарея (50 В). Диаметр пучка $2a$, диаметр цилиндра $2R$

однородного стержня, диаметр которого ($2a$) много меньше диаметра окружающего пучок металлического цилиндра ($2R$). Такую геометрию можно реально осуществить, наложив на пучок сильное продольное магнитное поле*. В этом случае при $a \ll R$ можно считать, что в поперечных сечениях системы, достаточно удаленных от торцов пучка, все падение потенциала, обусловленное пространственным зарядом, сосредоточено вне пучка, а внутри пучка все электроны имеют одинаковую энергию. Если сила тока пучка I и скорость электронов (возмущенная пространственным зарядом) u , то радиальное электрическое поле на расстоянии r от оси пучка $E = \frac{2I}{rv}$ и разность по-

* Далее мы всюду будем предполагать (если не оговорено обратное), что электронный пучок распространяется в сильном продольном магнитном поле.

тенциалов между окружающими стенками и пучком (т. е. между торцевыми сетками и серединой пучка)

$$\varphi = \frac{2I}{u} \ln \frac{R}{a}. \quad (3)$$

Эта разность потенциалов тормозит электроны пучка, в результате чего их скорость уменьшается:

$$u = \left[\frac{2e}{m} (V_0 - \varphi) \right]^{1/2}, \quad (4)$$

где $eV_0 = \frac{mu_0^2}{2}$ — энергия электронов на входе в систему, а u_0 — их невозмущенная скорость.

Из этих соотношений получаем

$$I = \frac{\left(2 \frac{e}{m}\right)^{1/2}}{\ln R/a} \varphi (V_0 - \varphi)^{1/2}. \quad (5)$$

Отсюда видно, что сила тока пучка достигает максимально возможной величины при

$$\varphi = \varphi_M = \frac{2}{3} V_0; \quad (6)$$

следовательно, максимальный (предельный) ток

$$I_{\max} = \frac{\left(2 \frac{e}{m}\right)^{1/2}}{3 \sqrt{3} \ln R/a} V_0^{3/2}. \quad (7)$$

Таким образом, если увеличить ток пучка на входе в систему (I) сверх величины I_{\max} (при этом будет $\varphi > \frac{2}{3} V_0$), то ток пучка, прошедшего сквозь систему, окажется меньшим величины I_{\max} . Это означает, что часть электронов пучка не проходит сквозь систему и отражается обратно в сторону источника пучка. Иными словами, при сколь угодно малом увеличении тока сверх величины I_{\max} в пучке образуется виртуальный катод, т. е. встречная (тормозящая пучок) разность потенциалов скачком увеличивается от $\varphi = \frac{2}{3} V_0$ до $\varphi = V_0$. Этот скачок и означает неустойчивость. Она носит имя В. Р. Бурсиана, открывшего ее экспериментально и давшего ее теорию [8].

Здесь следует заметить, что прохождение сквозь виртуальный катод одной части пучка и отражение от него другой части возможно только при наличии разброса пучка по скоростям. Этот разброс, однако, может быть сколь угодно малым и поэтому принятое предположение о моноэнергетичности пучка никоим образом не нарушает корректности полученного решения.

Характерное время развития неустойчивости (при $I \gg I_{\max}$) имеет порядок времени пролета электрона сквозь систему.

Если учесть падение потенциала внутри пучка (по-прежнему предполагая его малым), то, как легко видеть, вместо (7) по-

лучим для порога неустойчивости (предельного тока Бурсиана):

$$I_{\text{макс}} = I_B = \frac{2}{3\sqrt{3}} \left(2 \frac{e}{m}\right)^{1/2} \frac{V_0^{3/2}}{1 + 2 \ln R/a} \quad (8)$$

или

$$I_B = 25,4 \cdot 10^{-6} \frac{V_0^{3/2}}{1 + 2 \ln R/a}, \quad (8')$$

где V_0 — в вольтах, а I_B — в амперах. Эти соотношения справедливы при $2 \ln R/a \gg 1$. Если $R \approx a$, то

$$I_B \approx 32 \cdot 10^{-6} V_0^{3/2}. \quad (9)$$

Запишем еще порог неустойчивости через ленгмюровскую частоту пучка

$$\omega_1 = \left(\frac{4\pi n_1 e^2}{m}\right)^{1/2}. \quad (10)$$

При $I = I_B$

$$\omega_{1B}^2 \equiv \frac{4e}{ma^2} \frac{I_B}{u_0} = \frac{1}{3\sqrt{3}} k_{\perp}^2 u_0^2, \quad (11)$$

где при $R \gg a$

$$k_{\perp}^2 \approx \frac{2}{a^2 \ln R/a} \quad (12)$$

квадрат характерного поперечного волнового числа. (За дальнейшими подробностями отсылаем читателя к книге [8]).

2.2. Неустойчивость и предельный ток квазинейтрального электронного пучка (задача Пирса)

В 1944 г. Пирс [3] теоретически показал, что и в том случае, когда пространственный заряд электронов пучка нейтрализован положительными ионами (которые предполагались неподвижными), ток пучка не может превышать некоторого предела, который всего в несколько раз больше бурсиановского тока (7) — (9). Причина этого явления опять-таки связана с неустойчивостью. Ее механизм — тот же, что и у неустойчивости Бурсиана, и, как показал Пирс, связан с положительной обратной связью, осуществляемой электронами внешней цепи, поддерживающими эквипотенциальность ограничивающих пучок сеток и стенок. Если ток пучка превышает некоторый предел (порог Пирса I_{Π}), то условие эквипотенциальности сеток совпадает с условием неустойчивости системы по отношению к нарастанию провисания потенциала в пространстве между сетками. Эта неустойчивость оказывается аperiodической и, как бурсиановская, продолжается вплоть до образования в пучке виртуального катода [8]. В цилиндрической геометрии порог Пирса

определяется следующими соотношениями:

$$I_{\Pi} = 2 \left(\frac{2e}{m} \right)^{1/2} \frac{V_0^{3/2}}{1 + 2 \ln R/a} = 3 \sqrt{3} I_B, \quad (13)$$

$$I_{\Pi} \approx 133 \cdot 10^{-6} \frac{V_0^{3/2}}{1 + 2 \ln R/a} \quad (14)$$

(здесь напряжение — в вольтах, ток — в амперах),

$$\omega_{1\Pi}^2 \equiv \frac{4e}{ma^2 u_0} I_{\Pi} = k_{\perp}^2 u_0^2. \quad (15)$$

Эти соотношения (также справедливые при $2 \ln R/a \gg 1$) показывают, что при токе пучка, превышающем порог Пирса, выполняется критерий (1): характерный поперечный размер пучка $l_{\perp} \approx 1/k_{\perp}$ превышает его дебаевский радиус. В случае одномерной (плоской) геометрии условие неустойчивости Пирса имеет вид

$$\omega_1 \geq \omega_{1\Pi} = k u_0. \quad (15')$$

В отношении инкремента пирсовской неустойчивости необходимо сказать следующее. До последнего времени предполагалось, что этот инкремент (γ), т. е. обратное характерное время экспоненциального нарастания малой флуктуации потенциала, при достаточно большой надкритичности (например, при $I \approx 2I_{\Pi}$) имеет порядок обратного пролетного времени, u_0/L (L — длина пучка). Недавно в работе А. А. Рухадзе и В. Ю. Шафера^[15a] было показано, что в длинных пучках ($L \gg a$) инкремент γ определяется временем пролета электроном пучи, приблизительно равного диаметру пучка.

В задаче Пирса движение электронов предполагается одномерным: в цилиндрическом пучке поперечные степени свободы «заморожены» сильным магнитным полем H , когда ларморовская частота электронов больше ленгмюровской:

$$\omega_H \equiv \frac{eH}{mc} > \omega_1. \quad (16)$$

Если внешнее магнитное поле снять (или существенно уменьшить), то вследствие поперечного расплывания пучка предельный ток пучка значительно возрастает. Так, согласно теории А. М. Игнатова и А. А. Рухадзе^[15b] при условии, обратном (16), в длинном пучке ($L \gg a$) предельный ток

$$I_{\Pi} \approx I_{\Pi} \exp(k_{\perp} L). \quad (17)$$

Интересно отметить, что кроме рассмотренной аperiодической неустойчивости Пирса существует еще и колебательная, обнаруженная в теоретической работе В. В. Владимирова с сотрудниками^[16]. Она соответствует частоте колебаний, близкой к обратному пролетному времени электрона сквозь систему, и возможна в тех условиях, когда инкремент аperiодической неустойчивости достаточно мал. Об этом и о возможной степени влияния движения ионов на порог неустойчивости Пирса см. разделы 3.3, 6.3 и 6.4.

Существенный интерес представляет вопрос о динамике обсуждаемой неустойчивости в том случае, когда ток квазинейтрального электронного пучка, вводимого в эквипотенциальное пространство ограниченной длины, значительно превышает порог Пирса (13). Теоретическое рассмотрение этого вопроса, проведенное в работе Т. М. Буринской и А. С. Волокитина^[17] (для плоской геометрии системы), показывает, что в этом случае, прежде, чем произойдет запираание тока пучка, в течение некоторого времени, определяемого пролетным временем ионов, будет существовать переходной режим. Во время этого переходного процесса вдоль пучка устанавливается такое (нестационарное) распределение пространственного заряда (с виртуальным катодом и большими положительными всплесками потенциала), что компенсирующие ионы успевают ускориться до энергий, значительно превышающих энергию электронов пучка (!). С выходом ионов из системы этот процесс заканчивается: нейтрализация пространственного заряда нарушается и пучок запирается.

До сих пор мы рассматривали двухкомпонентный квазинейтральный пучок: быстрые электроны и нейтрализующие ионы (медленных электронов в системе нет). Если в такой пучок ввести дополнительную плазму, т. е. сделать систему трехкомпонентной, то вследствие эффективного экранирования низкочастотного электрического поля плазменными электронами предельный ток пучка значительно возрастает. Этот эффект рассматривается в разделе 5.5 (см. также раздел 5.8).

2.3. Неустойчивость и предельный ток квазинейтрального ионного пучка

Задача об устойчивости ионного пучка, пространственный заряд которого компенсирован электронами, была решена А. В. Жариновым и В. С. Поповым [18, 19]. В ней по сравнению с задачей Пирса ионы и электроны поменялись местами: теперь уже компенсирующий «фон» составляют легкие частицы, которые — в противоположность тяжелым ионам Пирса — никак нельзя считать неподвижными. И более того, мы будем предполагать, что электроны практически безынерционны. Это обстоятельство вносит новое качество в задачу. Теперь, если в пучке возникает первичная, тормозящая пучок, флуктуация потенциала, то подвижные электроны быстро заполняют образующуюся в объеме пучка потенциальную яму. Они выносят весь некомпенсированный заряд пучка (возникающий вследствие торможения ионов) в те слои падения потенциала, которые всегда существуют на границах стационарного пучка. Величина падения потенциала в пограничном слое определяется условием удержания в пучке необходимого количества компенсирующих электронов и составляет несколько электронных температур (T_e/e), а

толщина слоя составляет несколько дебаевских радиусов. Ясно, что некомпенсированный заряд, вынесенный в тонкий пограничный слой, создает много меньшую (тормозящую ионы) разность потенциалов, чем в том случае, когда он приблизительно равномерно распределен по всей длине (ширине, высоте) пучка. Поэтому порог неустойчивости существенно возрастает и, как можно показать^[8,18,19], составляет

$$I_k \approx \frac{W_1}{T_e} \left(\frac{2e}{M} \right)^{1/2} \frac{V_0^{3/2}}{L^2}, \quad (18)$$

где W_1 — энергия ионов, M — их масса, L — длина пучка (рассмотрен одномерный случай). Если ток пучка превышает критический ток I_k , то неустойчивость должна привести к образованию в пучке виртуального анода. По сравнению с аналогичной неустойчивостью Пирса эта неустойчивость имеет — с учетом «ионного» отношения $\frac{e}{M}$ — значительно более высокий порог (приблизительно в $\frac{W_1}{T_e}$ раз).

2.4. Неустойчивость и предельный ток релятивистского электронного пучка

В сильно релятивистском пучке $u \approx c$ независимо от провисания потенциала, обусловленного объемным зарядом, и поэтому предельный ток Бурсиана не содержит множителя $3/3$ в знаменателе:

$$I_B \approx \frac{ma^2}{4e} k_{\perp}^2 c^3 \gamma_0 = \frac{mc^3}{e} \frac{\gamma_0}{1+2 \ln R/a} \quad (19)$$

или

$$I_B \approx 17 \gamma_0 \frac{1}{1+2 \ln R/a} \text{ кА}, \quad (19')$$

где

$$\gamma_0 = \left(1 - \frac{u^2}{c^2} \right)^{-1/2} = \frac{\mathcal{E}}{mc^2} = 1 + \frac{eV_0}{mc^2} - \quad (20)$$

релятивистский фактор, $\mathcal{E} = mc^2 + eV_0$ — полная энергия электрона, mc^2 — его энергия покоя.

Для произвольной энергии электронов пучка справедлива простая интерполяционная формула [20]:

$$I_B \approx \frac{mc^3 (\gamma_0^{2/3} - 1)^{3/2}}{e (1+2 \ln R/a)}. \quad (19'')$$

При малых и соответственно больших скоростях электронов эта формула переходит в соотношения, соответствующие рассмотренным выше предельным случаям.

Порог неустойчивости Пирса возрастает в γ_0^3 раз (см. [8]):

$$I_{\Pi} = \frac{mc^3}{e} \frac{\gamma_0^3}{1+2 \ln R/a}. \quad (21)$$

Заметим, что соотношения (19) ÷ (21) справедливы только в том случае, если выполняется условие (16) замагничности электронов пучка внешним продольным магнитным полем. Здесь оно означает:

$$\frac{H^2}{8\pi} > \gamma_0 n_1 m c^2. \quad (22)$$

3. КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПУЧКОВ (ТЕОРИЯ)

3.1. Дисперсионное уравнение системы пучок — плазма

Апериодические неустойчивости, рассмотренные в гл. 1, принадлежат к классу наиболее сильных пучковых неустойчивостей. Они имеют электростатическую природу (т. е. магнитным полем волн можно пренебречь). Здесь мы рассмотрим колебательные электростатические неустойчивости [6, 7, 13]. Неустойчивости неэлектростатические, т. е. электромагнитные, мы рассматривать не будем, поскольку они значительно слабее, по крайней мере, пока скорости частиц пучка малы по сравнению со скоростью света. Интересующихся отсылаем к обзору [13] (см. там гл. 15—17).

Электростатические неустойчивости порождают в плазме продольные волны, в которых вектор электрического поля

$$\mathbf{E} = E_0 \exp i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t) = -\text{grad } \psi \quad (23)$$

направлен вдоль направления распространения волн, т. е. вдоль волнового вектора \mathbf{k} . Неустойчивости, которые мы здесь будем рассматривать, обусловлены положительной обратной связью через частицы среды, в которой распространяется пучок, и в отличие от неустойчивости Пирса существуют независимо от внешней цепи, в частности — при ее отсутствии или в безграничных системах. Механизм обратной связи реализуется, естественно, только подвижными частицами среды, которые, таким образом, принципиально отличаются от гипотетически неподвижных ионов в задаче Пирса.

Простым и эффективным методом исследования неустойчивостей является метод дисперсионного уравнения, выражающего связь частоты колебаний ω с волновым вектором \mathbf{k} ; например,

$$\omega(\mathbf{k}) = \omega_r + i\omega_i \equiv \text{Re } \omega + i\gamma. \quad (24)$$

Всюду ниже мы будем следовать именно этой форме записи решения дисперсионного уравнения и величину ω_i (если она положительна) будем называть временным инкрементом колебаний (γ). Здесь важно сделать следующее пояснение. Развитие неустойчивости, вообще говоря, может быть либо временным, либо пространственным — когда волновое число оказывается комплексным и амплитуда колебаний нарастает вдоль пучка. Имея в виду всю совокупность обсуждаемых ниже эксперимен-

тов, в которых по длине системы устанавливаются стоячие волны (на первой и, максимум, на второй гармонике — см. раздел 6), мы далее исходим из представлений о временном развитии неустойчивостей (при действительном k и комплексной ω). По поводу другого возможного подхода к динамике пучковых неустойчивостей (адекватного другим экспериментальным ситуациями) см. обзор [21].

При выводе дисперсионного уравнения мы имеем в виду гидродинамический режим пучковых неустойчивостей, в котором они развиваются наиболее быстро. Этот режим характеризуется тем, что скорости практически всех частиц пучка и плазмы существенно отличаются от фазовых скоростей возбуждаемых волн, и результат взаимодействия частиц с волнами слабо зависит от деталей функции распределения частиц по скоростям. Здесь мы приведем дисперсионное уравнение без вывода, поскольку вывод для более общего случая дается в разделе 3.5.

В самом простом случае, когда в одномерной геометрии однородный электронный пучок с плотностью частиц n_1 распространяется в однородной плазме с плотностью электронов n_2 , плотностью ионов n_+ и их массой M , дисперсионное уравнение электростатических волн имеет вид:

$$\varepsilon \equiv 1 - \frac{\omega_1^2}{(\omega - ku)^2} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - \frac{\omega_+^2}{\omega^2} = 0, \quad (25)$$

где

$$\omega_1 = \left(\frac{4\pi n_1 e^2}{m} \right)^{1/2}, \quad \omega_p = \left(\frac{4\pi n_2 e^2}{m} \right)^{1/2}, \quad \omega_+ = \left(\frac{4\pi n_+ e^2}{M} \right)^{1/2} \quad (26)$$

— ленгмюровские частоты пучка, электронов плазмы и ионов плазмы, а ε — скалярная диэлектрическая проницаемость среды (см. [8]). Это уравнение описывает объемные волны, генерируемые пространственными зарядами внутри плазмы, где $\text{div } \mathbf{E} \neq 0$.

Обратимся теперь к более общему случаю, когда в системе имеется внешнее магнитное поле, направленное вдоль пучка (ось z) и составляющее с электрическим полем колебаний произвольный угол Θ . Примем, что (как это чаще всего бывает) магнитное поле «замагничивает» электроны и «не намагничивает» ионы, т. е.

$$\omega_{H_i} \ll \omega \ll \omega_{H_e}, \quad (27)$$

где $\omega_{H_i} = eH/Mc$, $\omega_{H_e} = eH/mc$ — ларморовские частоты ионов и электронов, H — напряженность магнитного поля. В этом случае дисперсионное уравнение имеет вид (см. раздел 3.5)

$$\frac{\omega_1^2}{(\omega - k_z u)^2} \frac{k_z^2}{k^2} + \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{k_z^2}{k^2} + \frac{\omega_+^2}{\omega^2} = 1, \quad (28)$$

где k_z — величина проекции волнового вектора \mathbf{k} на направление магнитного поля, $k = |\mathbf{k}|$. Уравнение (28) описывает волны, в которых электроны колеблются только вдоль проекции \mathbf{E}_z по-

ля на направление $\mathbf{H} = \mathbf{H}_z$, а ионы — вдоль \mathbf{E} . Оно может быть применено как для безграничной, так и для ограниченной системы — с учетом того, что

$$k^2 = k_z^2 + k_\perp^2,$$

причем величина k_\perp определяется поперечной структурой системы и выражается, например, соотношением типа (12). Что касается величины k_z , то при некоторых (довольно распространенных) условиях она определяется отражением волн от торцов системы и образованием стоячих волн, в этом случае $k_z = \frac{n\pi}{L}$; $n = 1, 2, 3, \dots$, где L — длина системы. Заметим, что $k_z = k \cos \theta$, $k_\perp = k \sin \theta$.

До сих пор мы считали электроны и ионы плазмы холодными. С учетом теплового движения плазменных частиц дисперсионное уравнение колебаний (28) принимает вид:

$$\frac{\omega_i^2 k_z^2 / k^2}{(\omega - ku)^2 - k_z^2 v_{T_i}^2} + \frac{\omega_p^2 k_z^2 / k^2}{\omega^2 - k_z^2 v_{T_e}^2} + \frac{\omega_+^2}{\omega^2 - v_{T_i}^2 k^2} = 0 \quad (29)$$

где T_1 , T_e , T_i — температуры частиц пучка, электронов и ионов плазмы,

$$v_{T_i} = (\gamma_i T_i / m)^{1/2}, \quad v_{T_e} = (\gamma_e T_e / m)^{1/2}, \quad v_{T_i} = (\gamma_i T_i / M)^{1/2}$$

— тепловые скорости компонент системы, γ_i , γ_e , γ_i — соответствующие показатели адиабаты.

Дисперсионное уравнение системы пучок—плазма даже без учета теплового движения частиц имеет четвертый порядок относительно ω . Решить это уравнение проще всего известным графоаналитическим методом. Обозначив $y(\omega, k) = 1 - \varepsilon(\omega, k)$, построим ветви функции $y(\omega)$ при $k = \text{const}$ — рис. 2. Эти вет-

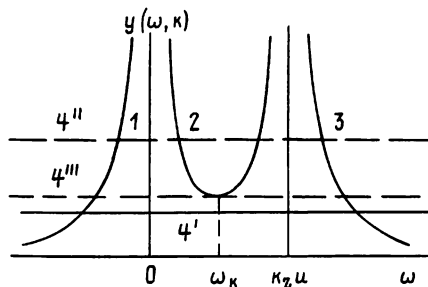


Рис. 2. Дисперсионные кривые:

1 — 3 — ветви функции $y = 1 - \varepsilon(\omega, k)$ при $k = \text{const}$; 4' — прямые $y = 1$ (4' — неустойчивость, 4'' — устойчивость, 4''' — пороговый (критический) режим)

ви могут пересекаться с прямой $y = 1$ либо в четырех точках (в этом случае система устойчива), либо в двух. В последнем случае два корня уравнения оказываются комплексно сопря-

женными, причем один из них имеет положительную мнимую часть, что означает неустойчивость. В критическом режиме прямая $y=1$ касается средней ветви функции $y(\omega)$, при этом

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial \omega} = 0. \quad (30)$$

Этим соотношением мы будем пользоваться для определения порогов конкретных пучковых неустойчивостей.

Если ток пучка превышает необходимый порог, то пучковая неустойчивость выражается в расщепке волн, нарастающих по ходу пучка. Такая неустойчивость называется конвективной: нарастающие колебания сносятся по ходу пучка. Если при этом выход пучка хорошо связан с его входом (например, в системе с хорошо отражающими торцами образуются стоячие волны), то неустойчивость переходит в абсолютную: колебания в любой точке нарастают во времени.

Перейдем теперь к анализу наиболее важных решений полученных дисперсионных уравнений.

3.2. Собственные волны плазмы и пучка

Допустим сначала, что пучка нет, и рассмотрим одномерные высокочастотные (электронные) колебания. При

$$\omega^2 \gg k^2 \gamma_e T_e / M, \quad k^2 \gamma_i T_i / M \quad (31)$$

ионным слагаемым в уравнении (29) можно пренебречь, при этом

$$\frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \gamma_e k^2 T_e / m} = 1,$$

или

$$\omega^2 = \omega_p^2 + 3k^2 T_e / m - \omega_p^2 + k^2 v_e^2. \quad (32)$$

Это хорошо известная ветвь электронных ленгмюровских волн, в которых тепловая добавка к частоте колебаний мала по сравнению с самой частотой (иначе волны испытывают быстрое затухание Ландау [11]). При замагниченных колебаниях (когда $\omega_p \ll \omega_{He}$) эта ветвь описывается уравнением

$$\omega^2 = \omega_p^2 k_z^2 / k^2 + 3k_z^2 T_e / m. \quad (32')$$

Теперь обратимся к низкочастотным колебаниям. При

$$k^2 \gamma_i T_i / M \ll \omega^2 \ll k_z^2 \gamma_e T_e / m \quad (33)$$

из уравнения (2.7) имеем:

$$\omega^2 = \frac{\omega_+^2}{1 + \omega_p^2 / k^2 \gamma_e T_e / m} = \frac{\omega_+^2}{1 + 1/k^2 r_{De}^2}, \quad (34)$$

причем здесь, как известно [22], можно принять $\gamma_e = 1$; $\gamma_i = 3$. Здесь возможны два режима колебаний. Если $k^2 \ll \omega_p^2 / T_e / m$, т. е. длина волны колебаний $\lambda = 2\pi/k$ много больше электрон-

ного дебаевского радиуса, то

$$\omega^2 = k^2 T_e / M, \quad (35)$$

или

$$\omega = k c_s, \quad (35')$$

$$c_s = \left(\frac{T_e + \gamma_i T_i}{M} \right)^{1/2} \simeq \left(\frac{T_e}{M} \right)^{1/2}. \quad (36)$$

Это ионно-звуковые волны. В другом режиме, когда

$$\omega_+^2 / \frac{T_i}{M} \gg k^2 \gg \omega_p^2 / \frac{T_e}{m},$$

т. е. когда длина волны много больше ионного дебаевского радиуса и много меньше электронного дебаевского радиуса, из (34) следует:

$$\omega \approx \omega_+. \quad (34')$$

Это — ионные ленгмюровские колебания. Напомним, что как ионно-звуковые волны, так и ионные ленгмюровские колебания существуют только при $T_e \gg T_i$: в противном случае они быстро затухают вследствие упоминавшегося уже кинетического эффекта (затухание Ландау [11]).

Теперь рассмотрим другую систему: плазмы нет, а электронный пучок (для простоты — одномерный) распространяется сквозь фон компенсирующих тяжелых ионов, подвижностью которых можно пренебречь. Из (29) получим

$$\omega - k u = \pm \omega_1, \quad \frac{\omega}{k} = u \pm \omega_1 / k. \quad (37)$$

Это — волны пространственного заряда квазинейтрального пучка: быстрая (при знаке «плюс») и медленная (при знаке «минус»). Групповая скорость этих волн равна скорости пучка. В системе отсчета пучка это просто его ленгмюровские колебания на частоте ω_1 .

Интересно отметить, что, как видно из (37), при $\omega_1 > k u$ (т. е. при переходе через порог неустойчивости Пирса — ср. с (15')) фазовая скорость медленной волны пространственного заряда пучка становится отрицательной. В системе с границами такая волна реализует положительную обратную связь между выходом системы и ее входом, которая и определяет физический механизм неустойчивости Пирса, рассмотренной в разделе 2.2.

3.3. Электрон-ионная (бунемановская) неустойчивость

Здесь мы рассмотрим неустойчивость квазинейтрального пучка электронов с плотностью n_1 , равной плотности n_+ компенсирующих ионов, в котором — в отличие от ситуации типа задачи Пирса — ионы являются подвижными и могут перемещаться под влиянием электрического поля колебаний. В такой системе

активная связь двух ее компонент, сильно различающихся своими ленгмюровскими частотами, обусловлена допллеровским сдвигом частоты, вследствие которого собственные колебания электронов и ионов оказываются резонансно связанными.

Порог неустойчивости и частоту нарастающих колебаний легко определить из дисперсионного уравнения (29) и условия (30). Так, в плоской геометрии задачи из (29) имеем ($n_2=0$):

$$\frac{\omega_1^2}{(\omega - ku)^2} + \frac{\omega_+^2}{\omega^2} = 1. \quad (38)$$

Пороговый ток неустойчивости

$$I_k = \frac{ma^2}{4e} \omega_{1k}^2 u = \frac{ma^2}{4e} k^2 u^3 \left[1 + \left(\frac{m}{M} \right)^{1/3} \right]^{-3} \quad (39)$$

(a — радиус пучка), частота колебаний вблизи порога

$$\omega = \frac{ku}{1 + (M/m)^{1/3}} \simeq (ku) \left(\frac{m}{M} \right)^{1/3}. \quad (40)$$

Отметим для дальнейшего удобное соотношение: на пороге неустойчивости

$$(\omega_1^2)^{1/3} + (\omega_+^2)^{1/3} = (k^2 u^2)^{1/3}. \quad (41)$$

Максимальный инкремент этой неустойчивости, носящей имя Бунемана^[23], достигается недалеко от ее порога и составляет

$$\dot{\gamma}_{\max} = \frac{\sqrt{3}}{2^{4/3}} \left(\frac{m}{M} \right)^{1/3} \omega_1 \quad (42)$$

Рассмотрим теперь другой случай, чаще всего встречающийся на опыте: геометрия — цилиндрическая, пучок радиуса a распространяется вдоль магнитного поля $H = H_z$, электроны замагничены, ионы — нет. В этом случае, согласно (29), имеем

$$\frac{\omega_1^2 k_z^2 / k^2}{(\omega - k_z u)^2} + \frac{\omega_+^2}{\omega^2} = 1, \quad (43)$$

где k выражено через a соотношением (12). Отсюда, используя (30), определим пороговые параметры системы для случая раскачки колебаний, обладающих аксиальной симметрией. Чтобы отличить эти колебания от других (которые такой симметрией не обладают — они рассматриваются в разделе 3.5), мы здесь введем индекс «с». Итак, пороговый ток

$$I_c = \frac{ma^2}{4e} \omega_{1c}^2 u = \frac{ma^2}{4e} k^2 u^3 \left[1 + \left(\frac{m}{M} \right)^{1/3} \left(\frac{k^2}{k_z^2} \right)^{1/3} \right]^{-3}, \quad (44)$$

частота колебаний вблизи порога

$$\omega_c = k_z u \left[1 + \left(\frac{M}{m} \frac{k_z^2}{k^2} \right)^{1/3} \right]^{-1}. \quad (45)$$

Величина k_z обычно определяется длиной пучка: $k_z \simeq \pi/L$ (см. раздел 6.4), а поперечное волновое число — соотношением типа (12). Согласно теории [24, 25], бунемановская неустойчивость

должна приводить к срыву тока электронного пучка. Вопрос о том, в какой мере это предсказание реализуется в условиях реального эксперимента, рассматривается в разделах 6.3—6.5.

Здесь уместно поставить вопрос о том, в какой мере подвижность ионов (определяющая бунемановскую неустойчивость) может влиять на порог и динамику неустойчивости Пирса в системе с продольными границами. Теоретическое рассмотрение этого вопроса [16] показывает, что это влияние — минимально и его практически можно не учитывать. О соответствии этого вывода теории с экспериментом см. разделы 6.3—6.5.

Интересный вопрос о переходных процессах при бунемановской неустойчивости (в режиме сильного превышения порогового тока неустойчивости: $\omega_p \gg ku$) рассмотрен в работах [24, 26—29]. В них показано, что нестационарное распределение потенциала по длине пучка может в отдельные моменты времени быть немонотонным (и может иногда принимать характер двойного электрического слоя), причем в возникающих больших всплесках потенциала ионы могут ускоряться до энергий, значительно превышающих энергии электронов пучка.

3.4. Электрон-электронная неустойчивость

Рассмотрим теперь электронный пучок сравнительно малой плотности, распространяющийся в относительно плотной плазме. В случае цилиндрической геометрии с замагниченными электронами дисперсионное уравнение электронных колебаний ($\omega_{\pm} = 0$) без учета теплового движения, согласно (29), имеет вид:

$$\frac{\omega_1^2 k_z^2 / k^2}{(\omega - k_z u)^2} + \frac{\omega_p^2 k_z^2 / k^2}{\omega^2} = 1. \quad (46)$$

Аналогично тому, как это было сделано в 3.3, находим соотношения для порога неустойчивости, частоты колебаний вблизи порога и максимального инкремента:

$$(\omega_{1k}^2)^{1/3} + (\omega_p^2)^{1/3} = (k^2 u^2)^{1/3}, \quad (47)$$

$$I_k \equiv \frac{ma^2}{4e} \omega_{1k}^2 u = \frac{ma^2}{4e} k^2 u^3 \left[1 + \frac{(n_2)}{(n_1)} \right]^{-3}, \quad (48)$$

$$\omega = k_z u \left[1 + (n_1 / n_2)^{1/3} \right]^{-1} \leq \omega_p, \quad (49)$$

$$\gamma = \frac{\sqrt{3}}{2^{4/3}} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{1/3} \frac{k_z}{k} \omega_p. \quad (50)$$

Из (47) следуют интересные выводы:
при

$$\omega_p > ku \quad (51)$$

неустойчивость имеет место при любой плотности пучка,

при

$$\omega_1 > k u \quad (52)$$

неустойчивость имеет место при любой плотности плазмы. (Но инкремент неустойчивости, конечно, зависит как от плотности пучка, так и от плотности плазмы).

При достаточно большом разбросе частиц пучка по скоростям:

$$\frac{\Delta u}{u} \simeq \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{1/3} \quad (53)$$

гидродинамическая неустойчивость исчезает, но остается кинетическая, обусловленная обратным затуханием Ландау на резонансных электронах и продолжающаяся вплоть до $\Delta u \simeq u$ (см. раздел 4.3).

В заключение этого раздела укажем на интересную теоретическую работу [29], в которой рассмотрены сильно нелинейные процессы взрывного характера при взаимодействии двух интенсивных встречных электронных пучков, токи которых значительно превышают порог неустойчивости.

3.5. Пучково-дрейфовая неустойчивость пространственно-неоднородной системы пучок — плазма в продольном магнитном поле

До сих пор мы рассматривали неустойчивость пространственно однородной системы пучок—плазма по отношению к раскачке колебаний, обладающих аксиальной симметрией. В случае однородного распределения плотности частиц возбуждение колебаний, не обладающих аксиальной симметрией (у которых волновой вектор имеет уже три компоненты: $k^2 = k_z^2 + k_r^2 + k_\phi^2$), потребовало бы большего порогового тока, пропорционального k^2 . Это увеличение порога было бы весьма значительным, поскольку радиальное и азимутальное волновые числа (k_r и k_ϕ) обычно имеют приблизительно одинаковую величину ($\sim 1/a$) и в длинных пучках намного превосходят продольное волновое число k_z .

Ситуация, однако, принципиально изменяется, если распределение плотности тока в поперечном сечении пучка является существенно неоднородным ($\nabla n_1 \neq 0$). В этом случае возникает новый механизм неустойчивости, связанный с дрейфовым движением частиц в скрещенных полях: азимутальном электрическом поле колебаний E_ϕ и продольном магнитном поле H_z . Это по существу тот же механизм, который вызывает дрейфовую, или градиентную (называемую иногда универсальной), неустойчивость неоднородной плазмы, которая представляет большой интерес в исследованиях по управляемому термоядерному синтезу. Различие связано только с видом функции распределе-

ния электронов по скоростям, которая в данном случае не является максвелловской, а включает в себя пучок частиц. Таким образом, неустойчивость сильно неоднородного пучка в плазме, выражающаяся в раскачке аксиальной несимметричных колебаний, соединяет в себе черты «обычной» пучковой неустойчивости однородной плазмы и дрейфовой неустойчивости неоднородной плазмы. Мы будем называть ее пучково-дрейфовой (см. по этому поводу также [13, 20, 30]). Дадим теперь вывод дисперсионного уравнения для колебаний в системе пучок-плазма, не обладающих аксиальной симметрией. Будем рассматривать наиболее интересный случай (27), когда электроны пучка и плазмы замагничны, а ионы — нет, точнее говоря, будем рассматривать электрон-ионные колебания в диапазоне частот

$$\omega_{Hi} < \omega < \omega_{He}, \quad k_z u, \quad (27')$$

теплового движения частиц пока учитывать не будем. В этом случае единственным новым эффектом, обусловленным наличием (предполагаемого) азимутального возмущенного поля E_φ и радиального градиента плотности заряженных частиц, является радиальный дрейф электронов пучка и плазмы со скоростью

$\sim c \frac{E_\varphi}{H_z}$. В результате этого дрейфа возникают радиальные

токи электронов: плотность тока $j_\perp \simeq in_2 ck_\varphi \psi \cdot \frac{1}{H}$, где n_2 — плотность частиц, ψ — возмущенный потенциал, $E_\varphi = ik_\varphi \psi$. Эти токи изменяют амплитуду колебаний плотности объемного заряда частиц в соответствии с уравнением непрерывности:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\operatorname{div}(j_\parallel + j_\perp),$$

где j_\parallel — плотность продольного (вдоль H) колебательного тока частиц, вызываемого полем колебаний E_z , т. е. $j_\parallel = \frac{ne^2}{i\omega m} E_z$.

Например, для электронов плазмы

$$\operatorname{div} j_\parallel = -e^2 n_2 \frac{\partial E_z}{\partial z} \cdot \frac{1}{i\omega m} = -n_2 e^2 k_z^2 \psi \cdot \frac{1}{i\omega m},$$

$$\operatorname{div} j_\perp \simeq \frac{ceE_\varphi}{H} \frac{\partial n_2}{\partial r} \simeq \frac{n_2 e^2 k_\varphi}{i\omega_H m} \cdot \frac{\psi}{R} \simeq \frac{n_2 e^2 s \psi}{i\omega_H m R^2},$$

где R — характерный поперечный размер («радиус») плазмы, s — номер азимутальной моды, т. е. число азимутальных волн, укладывающихся на периметре поперечного сечения системы:

$k_\varphi \simeq \frac{s}{R}$. Следовательно, переменная плотность объемного заряда плазменных электронов составляет:

$$\rho_e \simeq e^2 n_2 k_z \frac{\psi}{m\omega^2} - e^2 n_2 s \frac{\psi}{R^2 m \omega \omega_H}.$$

Выражение для переменной плотности объемного заряда элект-

ронов пучка ρ_1 будет совершенно аналогичным, с заменой $n_2 \rightarrow n_1$. $\omega \rightarrow (\omega - k_z u)$ (эффект Допплера), $R^2 \rightarrow a^2$, где a — «радиус» пучка:

$$\rho_1 \approx e^2 n_1 k_z^2 \frac{\psi}{m(\omega - k_z u)} - e^2 n_1 s \cdot \frac{\psi}{a^2 m(\omega - k_z u) \omega_H}.$$

Наконец, переменная плотность объемного заряда ионов ρ_+ , очевидно, будет описываться выражением

$$\rho_+ \approx e^2 n_+ k^2 \frac{\psi}{M \omega^2},$$

поскольку колебания ионов совершаются вдоль результирующего электрического поля $E = -\text{grad } \psi$. Подставляя выражения ρ_1 , ρ_e , ρ_+ в уравнение Пуассона $\nabla^2 \psi \equiv -k^2 \psi = -4\pi(\rho_+ + \rho_e + \rho_1)$, получим дисперсионное уравнение типа $F(\omega, k) = 1$, с пятью слагаемыми в левой части — одним ионным и по два электрон-ных:

$$\frac{\omega_1^2 k_z^2 / k^2}{(\omega - k_z u)^2} - \frac{2s\omega_1^2}{a^2 k^2 \omega_H (\omega - k_z u)} + \frac{\omega_p^2 k_z^2 / k^2}{\omega^2} - \frac{2s\omega_p^2}{k^2 R^2 \omega_H \omega} + \frac{\omega_+^2}{\omega^2} = 1. \quad (54)$$

Это уравнение отличается от уравнения (29) наличием двух «дрейфовых» членов (второго и четвертого), связанных с дрейфовым движением электронов пучка и плазмы в скрещенных полях: возмущенном электрическом поле E_ϕ и основном (продольном) магнитном поле H_z . Эти дополнительные члены, отличные от нуля только при одновременном выполнении условий $k_\phi \neq 0$, $\text{grad}(n_1, n_2) \neq 0$, как мы сейчас увидим, существенно изменяют критерий устойчивости системы пучок — плазма*.

Перейдем к анализу дисперсионного уравнения (54). Обращаясь к рис. 2, нетрудно видеть, что при прочих равных условиях пучковый дрейфовый член (имеющий при $\omega < k_z u$ положительный знак) способствует отрыву средней ветви функции $y(\omega)$ от горизонтальной прямой $y=1$. Это должно привести к понижению порога возникновения неустойчивости, если только указанный эффект не окажется скомпенсированным другим эффектом, отмеченным выше: повышением порога вследствие увеличения k^2 . Аналогичным образом, легко видеть, что плазменный дрейфовый член (имеющий отрицательный знак) способствует стабилизации неустойчивости.

Наличие в дисперсионном уравнении дрейфовых членов первого порядка относительно ω исключает возможность точного аналитического определения критических (пороговых) параметров неустойчивости методом, примененным в разделе 2.1.

* Появление коэффициента 2 в дрейфовых членах связано с более детальным учетом радиального распределения плотности пучка и плазмы. Принято параболическое распределение:

$$n_1(r) = n_1(0) \cdot \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right); \quad n_e(r) = n_e(0) \cdot \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right).$$

Поэтому мы поступим иначе: будем считать, что неравенство $\omega < k_z u$ является достаточно сильным. Пренебрегая в (54) величиной ω по сравнению с $k_z u$, для квазинейтрального электронного пучка ($n_e \ll n_1$, $n_+ \approx n_1$) получим эффективный порог неустойчивости

$$\omega_{1к}^2 \approx \frac{k^2 u^2}{1 + \frac{2su}{a^2 \omega_H k_z}} \quad (55)$$

(при $\omega_1 > \omega_{1к}$ величина ω^2 , определяемая уравнением (54), становится отрицательной, что соответствует раскачке колебаний). Соответственно критический ток пучка, физически эквивалентный порогу неустойчивости (мы будем называть его порогом), равен [8]:

$$I_k \approx \frac{\frac{ma^2}{4e} k^2 u^3}{1 + \frac{2su}{a^2 \omega_H k_z}} \quad (56)$$

Если второе слагаемое в знаменателях (55) и (56) велико по сравнению с единицей:

$$\frac{su}{a^2 \omega_H k_z} \gg 1 \quad (57)$$

(сильно неоднородные пучки малого радиуса в слабых магнитных полях), то рассмотренные дрейфовые эффекты существенно понижают порог неустойчивости*. Они также существенно изменяют характер зависимости порога неустойчивости от основных параметров системы: при условии (57) порог (56) оказывается пропорциональным напряженности магнитного поля, квадрату скорости электронов и квадрату радиуса пучка (поскольку величина $k^2 a^2$ практически не зависит от радиуса пучка). В то же время порог возбуждения аксиально симметричных электрон-ионных колебаний, согласно (44), не зависит от напряженности магнитного поля, пропорционален кубу скорости электронов пучка и не зависит от его радиуса. Наконец, отметим, что, в отличие от пучковой неустойчивости в пространственно однородной системе пучок-плазма, пучково-дрейфовая неустойчивость малочувствительна к разбросу частиц пучка по скоростям и, в частности, развивается в режиме пучка типа «плато» или даже двустороннего плато (см. [13]).

Указанные различия играют решающую роль при экспериментальной идентификации рассматриваемых неустойчивостей (см. гл. 5). Возвращаясь к вопросу о сходстве и различии между пучково-дрейфовой и дрейфовой неустойчивостями, легко видеть следующее. С одной стороны, физическая сущность обеих неустойчивостей при условии (57) в принципе одна и та

* Условие (57) означает, что колебания объемного заряда электронов связаны в основном с их дрейфовым движением.

же. Но с другой стороны, отличие максвелловской функции распределения электронов (плазма без пучка) от δ -функции (квазинейтральный пучок) приводит к тому, что если в первом случае порог неустойчивости (по плотности частиц) отсутствует, то во втором случае этот порог не только имеется, но и согласно (56) чрезвычайно сильно зависит от основных параметров системы: если дрейфовую неустойчивость можно распознать только по дисперсионным свойствам, то пучково-дрейфовая кроме того однозначно характеризуется очень четкими и разнообразными пороговыми зависимостями, заключенными в соотношении (56).

Инкремент пучково-дрейфовой неустойчивости при токе пучка, значительно большем критического, имеет порядок:

$$\gamma \approx (\omega_{H_1} k_z u / s)^{1/2}, \quad (58)$$

или при условии (57) —

$$\gamma \approx \omega_+. \quad (58')$$

Вопрос о связи пучково-дрейфовой неустойчивости с предельным током квазинейтрального электронного пучка и трехкомпонентной системы (в которой, например, $n_2 \gg n_1$) рассматривается в главе 5.

3.6. Неустойчивости релятивистских электронных пучков

В динамике неустойчивостей релятивистских пучков могут быть существенными эффекты непотенциальности колебаний, и электростатическое приближение, принятое в данном обзоре, может оказаться, строго говоря, неприменимым. Поэтому электрон-электронные колебательные неустойчивости мы в этом параграфе рассматривать не будем, а в отношении других ограничимся следующими замечаниями. Оказывается [118], что эффекты непотенциальности колебаний практически не сказываются на параметрах таких неустойчивостей, как пирсовская (в длинных пучках) и бунемановская, но влияют, вообще говоря, на порог и инкремент пучково-дрейфовой неустойчивости. Отсылая читателя к более подробному изложению этого вопроса [118], мы приведем результаты анализа, основанного на электростатическом приближении, полагая при этом, что релятивистский фактор γ_0 не слишком значительно отличается от единицы.

Релятивистские эффекты влияют на дисперсию волн и, как следствие, на пороги неустойчивости [8]. В самом деле, поскольку частота колебаний в системе отсчета пучка (см. (85))

$$\omega' = (\omega - k u) \gamma_0, \quad (59)$$

где

$$\gamma_0 = \left(1 - \frac{u^2}{c^2}\right)^{-1/2}, \quad (60)$$

то вклад электронов пучка в дисперсионное уравнение одномерных колебаний составляет

$$F_e = \frac{(\omega_1')^2}{\gamma_0^2 (\omega - ku)^2},$$

где $(\omega_1')^2 = \frac{4\pi n_1' e^2}{m}$, n_1' — плотность электронов в системе пучка, m — их масса покоя. И поскольку $n_1' = \frac{n_1}{\gamma_0}$, то $F_e = \frac{\omega_1^2}{\gamma_0^3 (\omega - ku)^2}$: электроны пучка «тяжелеют» в колебаниях в γ_0^3 раз. Соответственно дисперсионное уравнение электрон-ионных колебаний в пространственно однородном пучке) приобретает вид:

$$\frac{\omega_1^2}{\gamma_0^3 (\omega - ku)^2} \cdot \frac{k_z^2}{k^2} + \frac{\omega_+^2}{\omega^2} = 1. \quad (61)$$

Здесь, как и прежде, предполагается, что электроны пучка замагничены сильным продольным магнитным полем, удовлетворяющим условию (22), а собственное магнитное поле пучка предполагается слабым по сравнению с внешним продольным полем.

Порог электрон-ионной неустойчивости (в случае релятивистских пучков она называется неустойчивостью Будкера—Бунемана) теперь составляет:

$$I_c \equiv \frac{ma^2}{4e} \omega_{ic}^2 u = \frac{ma^2}{4e} \frac{k^2 u^3 \gamma_0^3}{\left[1 + \left(\frac{m}{M} \frac{k^2}{k_z^2} \gamma_0^3\right)^{1/3}\right]^3}. \quad (62)$$

Интересно отметить, что если второе слагаемое в квадратных скобках знаменателя значительно превосходит единицу, то при $u \rightarrow c$ ток I_c перестает зависеть от энергии электронов пучка:

$$I_c \rightarrow \frac{Ma^2}{4e} k_z^2 c^3. \quad (63)$$

Например, если ионы принадлежат аргону, $a = 1$ см, $k_z \simeq \frac{\pi}{L} \simeq 3 \cdot 10^{-2}$ см⁻¹ (длина пучка $L \simeq 100$ см), то (63) дает: $I_c \simeq 3 \cdot 10^5$ А.

Переходя далее к пространственно неоднородной системе, отметим, что в дисперсионном уравнении, описывающем пучково-дрейфовую неустойчивость (раздел 3.5), изменится только первый член, в знаменателе которого появится уже знакомый нам множитель γ_0^3 , и эффективный порог неустойчивости составит

$$I_k = \frac{ma^2}{4e} \cdot \frac{k^2 u^3 \gamma_0^3}{1 + 2su\gamma_0^3 / a^2 \omega_H k_z}, \quad (64)$$

где $\omega_H = \frac{eH}{mc}$. Видно, что в релятивистском режиме дрейфовые эффекты определяющим образом влияют на пучковую неустой-

чивость уже при условии

$$\frac{su\gamma_0^3}{a^2\omega_H k_z} > 1. \quad (65)$$

Если второй член в знаменателе (64) значительно больше единицы, то при $u \rightarrow c$ критический ток пучка не зависит от энергии электронов:

$$I_k \approx \frac{mc^2}{4e} \cdot \frac{\pi a^2 \omega_H}{L}, \quad (64')$$

где принято $k_z = \frac{\pi}{L}$, $k^2 = k_r^2 + k_\phi^2 \approx 2/a^2$. Например, при $H = 10^4$ Э, $a = 1$ см и $L = 100$ см формула (64') дает: $I_k \leq 300$ А.

Интересно сравнить порог (64') с критическим током (62) возбуждения аксиально симметричных колебаний. Видно, что первый порог ниже второго при условии:

$$\frac{eH}{Mc} \equiv \omega_{H1} < \pi \frac{c}{L}.$$

Это условие может быть нарушено только в гигантских магнитных полях: например, в случае аргона и $L \approx 10^2$ см, при $H \geq 10^7$ Э (!)*. Таким образом, электрон-ионная неустойчивость замагниченного релятивистского пучка должна быть прежде всего пучково-дрейфовой.

4. ПУЧКОВЫЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ КАК РЕЗУЛЬТАТ АКТИВНОЙ СВЯЗИ ВОЛН С РАЗЛИЧНЫМИ ЗНАКАМИ ЭНЕРГИИ (ТЕОРИЯ)

4.1. Волны с положительной и отрицательной энергией

Один из основных результатов раздела 3 мы можем теперь резюмировать следующим образом. Любая «гидродинамическая» неустойчивость пучка заряженных частиц в среде обусловлена тем, что медленная волна пространственного заряда пучка оказывается синхронной с возбуждаемой волной среды, раскачивает эту волну и при этом нарастает сама; энергия волн черпается, естественно, из энергии пучка. Так, условие указанного синхронизма в случае бунемановской неустойчивости означает (приблизительно): $u - \omega_1/k \approx \omega_+/k$, а в случае раскачки ленгмюровских волн $u - \omega_1/k \approx \omega_p/k$, что соответствует изложенной выше теории. В этой картине есть одно замечательное обстоятельство, на котором мы теперь остановимся подробно: оказывается, что медленная волна пучка нарастает именно вследствие того, что она тратит энергию, возбуждая волну в среде. Разрешение этого кажущегося парадокса состоит в том, что, как здесь будет показано, медленная волна

* 10^4 Э = 1 Тл.

объемного заряда пучка (в отличие от быстрой) несет отрицательную энергию. По определению этого понятия это означает, что полная энергия пучка (кинетическая и электрическая), в котором возбуждена волна, оказывается меньше кинетической энергии пучка без волны, и указанный дефект энергии как раз и связан с передачей энергии от медленной волны пучка к волне, несущей положительную энергию. Концепция волн с отрицательной энергией принципиально важна для темы данного обзора и мы изложим ее здесь на ряде примеров; подробнее с ней можно ознакомиться по монографиям [8, 11, 12, 31—33] и основополагающей статье [34] (рекомендуем также статью [35] по волнам отрицательной энергии в гидродинамике).

Итак, пусть в неоднородной среде с диэлектрической проницаемостью ϵ распространяется вдоль некоторого направления z «монокроматическая» волна (для простоты — плоская), электрическое поле которой изменяется по закону (23) (здесь, как и на протяжении всего обзора, рассматриваются электростатические волны). Если ϵ не зависит от ω , т. е. дисперсия отсутствует, то плотность энергии волны W определяется выражением: $W = \epsilon \frac{\bar{E}^2}{8\pi}$, где черта сверху означает усреднение по периоду колебаний, а величина W представляет собой сумму электрической энергии поля и кинетической энергии колебаний частиц. При наличии дисперсии, как известно [36],

$$W = \frac{\bar{E}^2}{8\pi} \frac{\partial}{\partial \omega} (\epsilon \omega), \quad (66)$$

где под ϵ и ω имеются в виду их действительные части. Если среда находится в термодинамическом равновесии, то энергия волны всегда положительна. Однако в неравновесной среде знак энергии W может быть любым и определяется характером дисперсии. В случае $\frac{\partial}{\partial \omega} (\epsilon \omega) < 0$ говорят, что волна несет отрицательную энергию. Рассмотрим, например, квазинейтральный моноэнергетический одномерный электронный пучок, распространяющийся сквозь «фон» неподвижных компенсирующих ионов. Продольные волны в таком пучке, согласно (26), соответствуют диэлектрической проницаемости

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_1^2}{(\omega - ku)^2}.$$

По определению (66) плотность энергии этих волн

$$W = \frac{\bar{E}^2}{4\pi} \frac{\omega \omega_1^2}{(\omega - ku)^2}. \quad (67)$$

Видно, что

$$\begin{cases} W > 0 \text{ при } u < \omega/k \\ W < 0 \text{ при } u > \omega/k \end{cases} \quad (68)$$

Величина $(\omega - ku)$ определяется из дисперсионного уравнения $\epsilon = 0$, откуда

$$\omega - ku = \pm \omega_1.$$

Это уравнение описывает волны пространственного заряда пучка (37): знак «плюс» соответствует быстрой волне ($\frac{\omega}{k} > u$), а знак «минус» — медленной волне ($\frac{\omega}{k} < u$). Плотность энергии этих волн, согласно (67), равна:

$$W = \pm \frac{\bar{E}^2}{4\pi} \cdot \frac{\omega}{\omega_1}, \quad (69)$$

где знаки «плюс» и «минус» относятся к быстрой и медленной волнам, соответственно. Видно, что быстрая волна несет положительную энергию, а медленная — отрицательную.

Энергия волны (как по величине, так и по знаку) зависит от системы отсчета. Так, в случае ленгмюровской волны в неподвижной плазме ($\omega = \omega_p$, $\epsilon = 1 - \omega_p^2/\omega^2$) плотность полной энергии волны в лабораторной системе отчета составляет:

$$W = 2 \frac{\bar{E}^2}{8\pi} = \frac{\bar{E}^2}{4\pi} \quad (70)$$

(энергия волны поровну делится между электрической энергией поля и механической энергией колебаний частиц). Совершенно тот же результат получился бы и для обеих волн пространственного заряда, если бы их рассматривали в системе отсчета пучка (где они представляют собой просто ленгмюровские колебания пучка). Однако в лабораторной системе, где пучок движется, энергия волн пучка оказывается уже иной, различной для двух волн, причем у одной из них она имеет отрицательный знак (хотя энергия электрического поля по-прежнему равна $\bar{E}^2/8\pi$). Если в квазинейтральном пучке возбуждены одновременно обе волны (одинаковой амплитуды), то их суммарная энергия, согласно (69),

$$W = \frac{\bar{E}^2}{4\pi\omega_1} (\omega_+ - \omega_-) = 2 \frac{\bar{E}^2}{4\pi}, \quad (71)$$

где ω_+ и ω_- — частоты быстрой и медленной волн, соответственно.

4.2. Активная связь (неустойчивость) волн с различными знаками энергии

Здесь мы покажем, что критерии пучковых неустойчивостей, найденные в разделе 3, могут быть без труда получены с точки зрения излагаемой концепции волн с отрицательной энер-

гий. В качестве первого примера возьмем одномерные ленгмюровские колебания в системе пучок—плазма:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_1^2}{(\omega - ku)^2} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}.$$

Чтобы система была неустойчивой, нужно, чтобы медленная волна пучка обладала достаточно большим «резервуаром», из которого могла бы черпать энергия, идущая на раскочку плазменной волны, т. е. чтобы отрицательный вклад медленной волны в полную энергию колебаний системы (66) компенсировал положительный вклад плазменной волны, т. е. согласно (67)

$$- \frac{\omega \omega_1^2}{(\omega - ku)^2} = \frac{\omega_p^2}{\omega^2},$$

или

$$- \frac{(\omega - ku)}{\omega} = \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{1/3}. \quad (72)$$

Отсюда следует порог пучковой неустойчивости, совпадающий с тем, который получается при «обычном» рассмотрении ($\varepsilon = 0$, $\frac{\partial \varepsilon}{\partial \omega} = 0$ — см. раздел 3.3). Для дальнейшего важно также отметить, что частота колебаний вблизи порога, согласно (72), равная

$$\omega = \frac{ku}{[1 + (n_1/n_2)^{1/3}]},$$

удовлетворяет соотношению

$$u > \omega/k, \quad (73)$$

которому подчиняется и медленная волна объемного заряда пучка; оно означает, что пучок «обгоняет» возбуждаемую волну. (Здесь рассматривается неустойчивость вблизи порога, где инкремент много меньше его максимального значения (50) — см. по этому поводу конец данного раздела).

Совершенно аналогичным образом легко показать, что и в случае других пучковых неустойчивостей — бунемановской, пучково-дрейфовой и т. п. — оба изложенных подхода дают одинаковые результаты: механизм пучковой неустойчивости (в рассматриваемом гидродинамическом приближении!) обусловлен активной связью медленной волны пространственного заряда пучка, несущей отрицательную энергию, и волны в среде, несущей положительную энергию.

В электронике такая активная связь волн с различными знаками энергии используется для генерации и усиления СВЧ колебаний в системах с так называемыми замедляющими структурами [32]. Например, в приборах типа лампы с бегущей

волной (ЛБВ) такой структурой является окружающая пучок металлическая спираль, шаг которой подобран так, чтобы осевая скорость электромагнитной волны, возбуждаемой пучком в спирали, была близка к скорости пучка, точнее — чтобы она совпадала с фазовой скоростью медленной волны объемного заряда пучка. В этом случае генерация (усиление) колебаний также обусловлена активной связью волн с различными знаками энергии: волна в (неподвижной) спирали несет положительную энергию, т. е. является диссипативной нагрузкой для медленной волны пучка, и обе волны нарастают по мере распространения вдоль спирали. Это происходит также при условии (73): пучок обгоняет волну в спирали. Нетрудно видеть, что сумма энергий обеих нарастающих волн по мере распространения вдоль спирали остается постоянной: волна отрицательной энергии нарастает за счет потери энергии на возбуждение волны в структуре. Этот результат, аналогичный соотношению (71), называется в электронике теоремой Чу о кинетической мощности [32].

4.3. Элементарные процессы, лежащие в основе пучковых неустойчивостей

В основе пучковых неустойчивостей лежат три основных элементарных процесса: эффект Вавилова—Черенкова, нормальный эффект Допплера и аномальный эффект Допплера [6а]. Два первых хорошо известны, а физический смысл третьего процесса [37—39] мы хотим здесь пояснить — рис. 3. Пусть

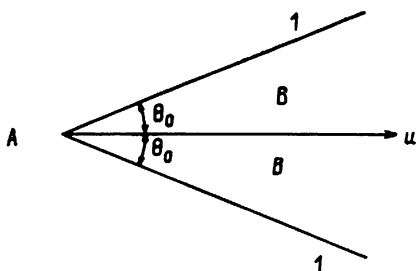


Рис. 3. Пространственное разделение различных областей эффекта Допплера: 1 — черенковский конус; А — вне конуса — область нормального эффекта; В — внутри конуса — область аномального эффекта [37]

некоторый осциллятор, обладающий кинетической энергией поступательного движения T и внутренней энергией U , движется вдоль некоторого направления Z и испускает под углом θ к этому направлению квант энергии $\hbar\omega \ll T$, обладающий импульсом $\hbar k$. Вследствие «отдачи» при излучении кинетическая энергия осциллятора уменьшается на величину $|\Delta T| \approx \hbar k_z u =$

$= \hbar k_z \cos \theta$, откуда

$$\frac{|\Delta T|}{\hbar \omega} = \frac{k_z u}{\omega} = \frac{u}{\omega/k_z} = \frac{u \cos \theta}{v_\phi}, \quad (74)$$

где $v_\phi = \omega/k$ — фазовая скорость волны в среде. При $u > \omega/k$ (условие (73))

$$|\Delta T| > \hbar \omega (!): \quad (75)$$

система теряет больше кинетической энергии, чем уносит излучаемый ею квант (!). Это один из кажущихся парадоксов «сверхсветового» движения (в оптике это случай $u \cos \theta > \frac{c}{N}$, где $N = \frac{c}{v_\phi}$ — показатель преломления среды). Чтобы рассматриваемое излучение было возможно, избыток теряемой энергии должен пойти на повышение внутренней энергии системы:

$$\Delta U = \hbar \omega \left(\frac{k_z u}{\omega} - 1 \right) = \hbar \omega \left(\frac{u \cos \theta}{v_\phi} - 1 \right). \quad (76)$$

Итак, при условии (73), (75) система излучает энергию и при этом сама переходит в более возбужденное состояние (!). Это явление и называется аномальным эффектом Доплера. От нормального («обычного», в частности, «досветового») эффекта Доплера оно отличается «только» знаком ΔU в формуле (76): при нормальном эффекте Доплера выполняются неравенства, обратные (73; 75), при этом согласно (76) излучение кванта происходит («как обычно») за счет уменьшения внутренней энергии системы. Нормальный эффект Доплера отделяет от аномального такая ситуация, когда выполняется черенковское условие

$$u = \omega/k_z.$$

При этом $\Delta U = 0$: излучение кванта под черенковским углом $\theta = \arccos \frac{v_\phi}{u}$ происходит без изменения внутренней энергии системы. Поэтому излучение Вавилова—Черенкова может испускать, в частности, и свободная заряженная частица, не имеющая внутренних степеней свободы. Итак, при «сверхсветовом» движении системы ($u > \frac{\omega}{k_z}$) — в зависимости от направления излучения — возможны все три эффекта: при $\theta > \theta_0$ — нормальный эффект Доплера, при $\theta = \theta_0$ — эффект Вавилова—Черенкова, при $\theta < \theta_0$ — аномальный эффект Доплера. При «досветовом» движении ($u < v_\phi$) существует только нормальный эффект Доплера.

Рассмотрим теперь частный случай, когда осциллятором является заряженная частица (например, электрон), движущаяся свободно вдоль внешнего магнитного поля ($H = H_z$) со скоростью u и имеющая небольшую поперечную ($\perp H$) компоненту скорости.

Энергия вращения этой частицы в поле H (внутренняя энергия осциллятора) может изменяться квантами:

$$\Delta U = n\hbar\omega_H, \quad \omega_H = \frac{eH}{mc},$$

m — масса частицы, $n=0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Согласно соотношению (76), выражающему закон сохранения энергии,

$$\left. \begin{aligned} n\hbar\omega_H &= \hbar(\omega - k_z u), \\ \text{или} \\ (\omega - k_z u) &= n\omega_H \end{aligned} \right\} \quad (77)$$

Случай $n > 0$ соответствует нормальному эффекту Доплера: в системе отсчета осциллятора частота излучения $(\omega - k_z u)$ равна частоте соответствующего квантового перехода. Случай $n < 0$ отвечает аномальному эффекту Доплера: $\hbar k_z u = \hbar\omega + \hbar |n| \omega_H$: изменение кинетической энергии продольного движения осциллятора идет на излучение кванта $\hbar\omega$ и на увеличение внутренней энергии осциллятора, т. е. энергии его вращения в магнитном поле. Если частица до излучения не обладала вращательной энергией, то в результате излучения кванта (при $n < 0$) она «закрутится». В случае пучка частиц аномальный эффект Доплера способствует его изотропизации, что и наблюдается экспериментально [40]. Наконец, случай $n = 0$ отвечает эффекту Вавилова — Черенкова, излучение кванта не сопровождается изменением вращательной энергии частицы.

Оказывается, что существует глубокая физическая аналогия между рассмотренным здесь аномальным эффектом Доплера и механизмом активной связи волн с различными знаками энергии. В самом деле, когда волна с отрицательной энергией раскачивает («излучает») волну с положительной энергией, сама она переходит в состояние с большей амплитудой колебаний, т. е. с большей энергией электрического поля. С другой стороны, при аномальном эффекте Доплера система, движущаяся быстрее излучаемой ею волны, при излучении переходит в более возбужденное состояние, с большей внутренней энергией. Оба этих явления происходят при одной и той же дисперсионной ситуации, а именно — когда выполняется условие (73): $u > \omega/k_z$. В частности, дисперсия медленной волны пространственного заряда пучка, несущей отрицательную энергию и при определенных условиях испытывающей неустойчивость в среде с положительной энергией волн, описывается уравнением (37)

$$\omega - k_z u = -\omega_1,$$

совершенно аналогичным дисперсии (77) при аномальном эффекте Доплера:

$$\omega - k_z u = -|n| \omega_H$$

К этим фактам добавим еще один пример — так называемые

циклотронные волны электронного пучка, широко применяемые в электронике СВЧ и физике плазмы (см. разделы 5.2; 5.3). Дисперсия этих (электростатических) волн — в том случае, когда электроны пучка имеют лишь одну компоненту скорости, направленную вдоль магнитного поля ($u = u_z$), — определяется диэлектрической постоянной

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_1^2}{(\omega - k_z u)^2 - \omega_H^2}, \quad (78)$$

откуда следуют частоты собственных волн ($\varepsilon = 0$):

$$\left. \begin{aligned} \omega - k_z u &= \pm (\omega_H^2 + \omega_1^2)^{1/2} \\ \omega - k_z u &\simeq \pm \omega_H \end{aligned} \right\}, \quad (79)$$

где знак «плюс» отвечает быстрой волне, а знак «минус» — медленной. Видно, что дисперсия циклотронных волн практически совпадает с условием (77) излучения ларморовского осциллятора. Из (78) и (66) видно, что быстрая волна, соответствующая нормальному эффекту Доплера ($u < \omega/k_z$), несет положительную энергию, а медленная волна, отвечающая аномальному эффекту Доплера ($u > \omega/k_z$) — отрицательную энергию. При $\omega_1 \gg \omega_H$ получаются уже описанные волны объемного заряда (38):

$$\omega - k_z u = \pm \omega_1.$$

Изложенная совокупность фактов убеждает в том, что между пучковой неустойчивостью, обусловленной активной связью волн с различными знаками энергии, и аномальным эффектом Доплера существует прямая физическая аналогия. Именно этот эффект (уже, конечно, не спонтанный, а индуцированный) лежит в основе всех пучковых неустойчивостей, рассмотренных в разделе 3.

Остановимся теперь на принципиальном вопросе о влиянии разброса пучка по скоростям на характер пучковой неустойчивости. Как уже подчеркивалось, на протяжении всего обзора мы имеем в виду «гидродинамический» режим пучка с достаточно малым разбросом по скоростям, в котором все электроны пучка движутся быстрее, чем возбуждаемая ими волна ($u > \omega/k_z$), т. е.

$$\Delta u < (u_0 - \omega/k_z), \quad (80)$$

и имеет место аномальный эффект Доплера — рис. 4а. Возникает вопрос: что будет, если разброс электронов пучка по скоростям Δu перестанет быть «достаточно малым» и условие (80) перестанет выполняться, как это показано на рис. 4б? Дадим ответ на этот вопрос, ограничиваясь случаем одномерного движения ($k = k_z$). Оказывается, что в режиме с большим разбросом пучка по скоростям (этот режим носит название кинетического) ситуация радикально меняется: во-первых, исчезает

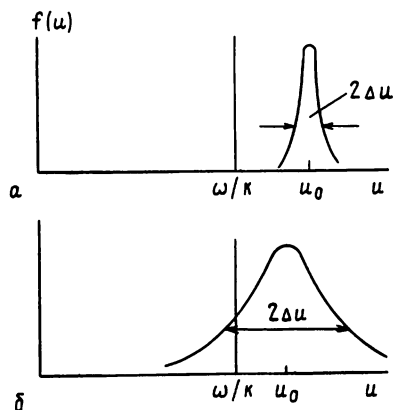


Рис. 4. Гидродинамический $\Delta u < (u_0 - \omega/k_z)$ (а) и кинетический $\Delta u > (u_0 - \omega/k_z)$ (б) режимы пучка. Принято $k_z = k$

аномальный эффект Доплера, во-вторых, (одновременно) перестает возбуждаться пучковая волна с отрицательной энергией — она затухает. Такое совпадение — одновременное исчезновение аномального эффекта Доплера и неустойчивости (раскачки) волны с отрицательной энергией, естественно, не является случайным и еще раз свидетельствует о существовании глубокой физической аналогии между этими двумя явлениями. (Рассмотрение кинетического режима пучка проведено в [13]).

Определим границу между гидродинамическим и кинетическим режимами пучковой неустойчивости, для определенности — в одномерной геометрии. Она соответствует тому максимальному разбросу электронов пучка по скоростям $\Delta u_{\text{макс}}$, при котором вклад медленной волны объемного заряда пучка в полную энергию волновой системы пучок — плазма еще в состоянии компенсировать вклад волны среды. Согласно этому определению, аналогично (72), находим:

$$\frac{\Delta u_{\text{макс}}}{u_0} = \frac{\omega_k}{ku} \left(\frac{\omega_1^2}{\omega_2^2} \right)^{1/3}, \quad (81)$$

где ω_k — частота колебаний вблизи порога; ω_2 — собственная (ленгмюровская) частота неподвижной (как целое) компоненты системы. (Аналогичный критерий может быть получен и для циклотронной волны). Например, для электрон-электронной неустойчивости (раздел 3.4) $\omega_2 = \omega_p$ и

$$\frac{\Delta u_{\text{макс}}}{u_0} \simeq (n_1/n_2)^{1/3}, \quad (81')$$

для электрон-ионной (бунемановской) неустойчивости (раздел 3.3) $\omega_2 = \omega_+$, и

$$\frac{\Delta u_{\text{макс}}}{u_0} \approx 1. \quad (81'')$$

Если разброс пучка по скоростям превышает указанный предел, то неустойчивость пучка в плазменных средах не исчезает совсем, но раскачивается уже другим (кинетическим) механизмом: индуцированным эффектом Вавилова — Черенкова. Это происходит при черенковском условии

$$\frac{\omega}{k_z} = u.$$

В заключение этого раздела необходимо сделать одно разъяснение. В свое время вопрос о знаке энергии волн в пучково-плазменном взаимодействии (точнее — при возбуждении электронным пучком ленгмюровской волны) вызвал довольно оживленную дискуссию, возникшую вследствие недостаточной корректного применения понятия «волна отрицательной энергии». Дело в том, что пользоваться выражением (66) для энергии волны можно лишь в том случае, когда частота колебаний ω является достаточно определенной, т. е. когда инкремент колебаний γ достаточно мал. Поскольку неопределенность в частоте ω приблизительно равна γ , то пучково-плазменная волна будет иметь отрицательный знак энергии только в том случае, когда критерий (80) будет выполняться при условии замены $\omega \rightarrow (\omega + \gamma)$, т. е. при $k_z u - (\omega + \gamma) > \Delta u$. Для этого, согласно (72), (73), по меньшей мере необходимо иметь

$$\gamma < (k u - \omega_p) = \omega_p \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{1/3}.$$

Но, с другой стороны, максимальный инкремент пучковой неустойчивости (при достаточной надкритичности) [6] $\gamma_{\text{макс}} \approx \omega_p \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{1/3}$. Это означает, что в условиях максимума инкремента пучково-плазменная волна имеет положительный знак энергии. Это и естественно, поскольку режим пучка оказывается в этих условиях кинетическим. Знак энергии волны является отрицательным только в гидродинамическом режиме пучка, в котором $\gamma < \gamma_{\text{макс}}$, например, как уже указывалось выше, вблизи порога неустойчивости.

5. НОВЕЙШИЕ ПУЧКОВЫЕ МЕТОДЫ ГЕНЕРАЦИИ И УСИЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ЭЛЕКТРОННЫМИ ПУЧКАМИ, ИЛИ ЛАЗЕРЫ (МАЗЕРЫ) НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ (ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ)

5.1. Томсоновское (комптоновское) рассеяние фотонов на релятивистских электронах (теория)

В последние годы возникло и быстро развивается направление, связанное с использованием электронных пучков (преи-

мущественно релятивистских) для весьма эффективной генерации электромагнитных колебаний в произвольном и легко перестраиваемом диапазоне длин волн: от сантиметровых до рентгеновских. Соответствующие устройства часто называют лазерами (мазерами) на свободных электронах. Этот термин вряд ли можно назвать удачным, поскольку при условии (2), т. е. в наиболее интересных ситуациях, основной эффект связан с активным взаимодействием волн с различными знаками энергии (описанным в разделе 4), в котором электроны колеблются коллективно, а не как отдельные (свободные) частицы. Рассмотрение принципов новых генераторов и усилителей мы начнем с напоминания об элементарных процессах, лежащих в основе соответствующих волновых явлений, таких, как релятивистский доплер-эффект и комптоновское (или томсоновское) рассеяние электромагнитных волн на электронах. С этой целью рассмотрим следующие модельные ситуации.

1. Некоторый источник, движущийся со скоростью v_0 по отношению к лабораторной системе отсчета, излучает электромагнитную волну с частотой ν' под углом Θ к направлению скорости (величины ν' и Θ' относятся к системе отсчета источника). При этом частота излучения в лабораторной системе

$$\nu = \nu' \frac{1 + \beta \cos \theta'}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \nu' \gamma_0 (1 + \beta \cos \theta'); \quad (82)$$

в частности, если источник движется с релятивистской скоростью, т. е. при $\beta \equiv \frac{v_0}{c} \rightarrow 1$ и $\Theta' \rightarrow 0$,

$$\nu = \nu' \sqrt{\frac{1 + \beta}{1 - \beta}} \approx 2\gamma_0 \nu', \quad (83)$$

при $\Theta' \rightarrow \pi$

$$\nu = \nu' \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}} = \gamma_0 (1 - \beta) \nu', \quad (84)$$

где γ_0 — релятивистский фактор (60).

2. Навстречу электронному пучку, движущемуся со скоростью v_0 , распространяется электромагнитная волна с частотой $\nu = \omega/2\pi$ и фазовой скоростью $v_\Phi = \frac{\omega}{k_0} = \nu \lambda_0$, где λ_0 — длина волны (все величины — в лабораторной системе отсчета). При этом в системе пучка, согласно (82), частота волны

$$\nu' = \frac{\omega'}{2\pi} = \gamma_0 \nu \left(1 - \frac{v_0}{v_\Phi} \cos \theta\right) = \gamma_0 (\omega - k_0 v_0), \quad (85)$$

и поскольку $\cos \theta = -1$, то

$$\nu' = \gamma_0 \nu + \gamma_0 \frac{v_0}{\lambda_0}. \quad (85')$$

3. Электромагнитная волна с частотой ν_0 (в лабораторной

системе отсчета) испытывает томсоновское рассеяние* на электронном пучке. При этом она сначала «переходит в систему отсчета пучка» (вызывая соответствующие колебания электронов), и происходит при этом преобразование частоты колебаний описывается соотношением (85). Частота рассеянной электронами волны в лабораторной системе, согласно (82), составляет

$$v_s = v_0 \gamma_0^2 (1 + \beta \cos \theta') \left(1 - \frac{v_0}{v_\Phi} \cos \theta\right). \quad (86)$$

В частности при падении волны с $v_\Phi \approx c$ навстречу пучку ($\cos \theta = -1$) и рассеяния по ходу пучка ($\cos \theta' = 1$)

$$v_s = 4\gamma_0^2 v_0; \quad (87)$$

при падении волны вдогонку и рассеянии в обратном направлении

$$v_s \approx \frac{\gamma_0^2}{2} (1 - \beta). \quad (88)$$

4. Электронный пучок проходит через ондулятор — устройство, в котором на продольное (ведущее) магнитное поле наложено поле последовательности отклоняющих магнитов, осуществляющих пространственную (с периодом λ_0) модуляцию поперечной компоненты скорости пучка — рис. 5. В этом случае пучок испытывает временные колебания скорости с частотой (85'), из чего при $v=0$ следует

$$v' \rightarrow \gamma_0 \frac{\beta c}{\lambda_0}, \quad (89)$$

а при $\beta \rightarrow 1$

$$v' = \gamma_0 \frac{c}{\lambda_0}. \quad (89')$$

Частота «рассеянной» (излучаемой) пучком волны в лабораторной системе отсчета, согласно (82), составляет

$$v = \gamma_0 \frac{\beta c}{\lambda_0} \gamma_0 (1 + \beta \cos \theta'); \quad (90)$$

при $\theta' \rightarrow 0$ и $\beta \rightarrow 1$

$$v \rightarrow 2\gamma_0^2 \frac{c}{\lambda_0}. \quad (91)$$

Соотношения (82) — (91) показывают, что рассеяние электромагнитной волны на электронном пучке позволяет осуществить весьма сильную трансформацию ее частоты — как в сторону увеличения, так и в сторону уменьшения (в последнем случае эффект определяется соотношением (88)). Заметим, что впервые предложение об использовании рассмотренной доплеровской трансформации частоты в целях генерирования электромагнитных волн было сделано В. Л. Гинзбургом [41]. В даль-

* При томсоновском рассеянии — в отличие от комптоновского рассеяния — частота волны в системе отсчета пучка не изменяется.

нейшем мы для определенности будем иметь в виду рассеяние с увеличением частоты.

Например, согласно (91), пучок электронов с энергией 50 МэВ ($\gamma_0 \approx 10^2$) позволяет трансформировать сантиметровые волны ($\lambda \approx 1$ см) в видимый свет ($\lambda \approx 5 \cdot 10^3$ Å). При энергии электронов пучка 25 МэВ и $\lambda_0 = 3$ см длина волны рассеянного излучения составляет уже 6 мкм (инфракрасный диапазон). В случае пучка меньшей энергии (5 МэВ) и $\lambda_0 = 10$ см минимальная длина волны рассеянного излучения составляет $\sim 0,4$ мм.

Любопытно рассмотреть еще один пример, связанный с явлением «каналирования» — распространения пучка быстрых частиц вдоль кристаллических плоскостей твердого тела. В этом случае частица, с точки зрения ее поперечного движения, находится в потенциальной яме типа

$$e\varphi(x) = e\varphi_0 \left(\frac{x}{a}\right)^2, \quad (92)$$

где $\varphi(x)$ — потенциал, x — поперечная координата, e — заряд частицы, $2a$ — расстояние между кристаллическими плоскостями, φ_0 — характерный потенциал (например, $2a \approx 10^{-8}$ см, $e\varphi_0 = (20-30)$ эВ). В этом случае частота поперечных колебаний частицы в системе кристалла

$$\nu_0 = \left(\frac{2e\varphi_0}{ma^2}\right)^{1/2}, \quad (93)$$

где m — масса частицы. Поскольку при переходе в систему отсчета пучка электрическое поле (и потенциал φ) возрастают $\sim \gamma_0$, то частота модуляции пучка в его системе отсчета $\nu' = \gamma_0^{1/2}\nu_0$, а частота излучения вперед в лабораторной системе $\nu = 2\gamma_0\nu' = 2\gamma_0^{3/2}\nu_0$.

Например, при энергии каналируемых частиц (электроны или позитроны) $W_1 \approx 50$ МэВ ($\gamma_0 \approx 10^2$) энергия излучаемых квантов $h\nu \approx 10^5$ эВ (диапазон жесткого рентгеновского излучения!).

Важно отметить, что рассматриваемый режим томсоновского рассеяния имеет место тогда, когда частота фотона в системе отсчета пучка мала по сравнению с энергией покоя электрона:

$$\gamma_0 h\nu_0 \ll mc^2. \quad (95)$$

В обратном случае (который, правда, пока может представлять чисто теоретический интерес) необходимо принимать во внимание комптоновский обмен энергией между фотоном и электроном, с учетом которого частота рассеянного фотона $\nu < 4\gamma_0^2\nu_0$, а именно [42]:

$$\nu = \frac{2\nu_0}{1 + \frac{2}{\gamma_0^2} + 2h\nu_0/\gamma_0 mc^2}.$$

Видно, что при $\gamma_0 h\nu_0 \gg mc^2$ $h\nu \rightarrow \gamma_0 mc^2$: максимальная энергия фотона стремится к энергии электрона.

Приведенные примеры показывают принципиальную возможность генерации (усиления) электромагнитных волн в таких диапазонах, которые наименее доступны другим методам генерации — как классическим, так и квантовым.

Мы рассмотрели несколько примеров спонтанного рассеяния волн на пучках быстрых электронов. Интенсивность рассеяния сильно возрастает, если оно носит индуцированный характер, т. е. если оно стимулируется присутствующими в системе квантами излучения с частотой, равной частоте рассеянной волны. Впервые такое стимулирование (вынужденное) рассеяние фотонов (стоячей электромагнитной волны) на электронном пучке рассмотрели П. Л. Капица и П. Дирак [43]. Если рассеяние носит стимулированный характер, то говорят о сверхизлучении, а при накоплении квантов с помощью зеркал — о лазерном (мазерном) эффекте.

Мы будем применять термин «лазер (мазер) на свободных электронах» в тех случаях, когда плотность электронного пучка достаточно мала и дебаевский радиус пучка r_D — вопреки критерию (2) — больше длины рассеиваемой волны λ' . Если же пучок достаточно плотный и удовлетворяет критерию (2), то рассеяние волны на пучке приобретает коллективный характер, и его интенсивность увеличивается \sim в $(\lambda'/r_D)^2$ раз. Теперь уже рассеяние происходит не на свободных электронах, а на их сгустках, точнее — на собственных волнах пучка: на волне пространственного заряда или на электронно-циклотронной волне. Такой генератор волн правильнее называть «лазер (мазер) на вынужденном комбинационном (рамановском* рассеянии)».

5.2. Рамановское (комбинационное) рассеяние на собственных волнах электронного пучка, несущих отрицательную энергию (теория)

Электронный пучок (компенсированный ионами) представляет собой колебательную систему с собственными частотами, соответствующими волнам пространственного заряда и циклотронным волнам. По отношению к электромагнитным волнам такая система является существенно нелинейной. Нелинейная связь волн обуславливается тем, что в уравнения электромагнитного поля и уравнения движения частиц входят две величины, пропорциональные произведениям переменных плотности (n), скорости (v) и магнитного поля (H_{\perp}), а именно: плотность тока частиц $j = env$ и сила Лоренца $F = \frac{e}{c} [v \cdot H]$. Если в такую систему ввести три волны с различными частотами, которые будут влиять на переменные величины n , v , H , то в выражениях для j и F появятся слагаемые, пропорциональные произведениям переменных полей и соответствующие, таким образом,

* Имеется в виду рассеяние Рамана — Манделъштама — Ландсберга.

колебаниям на комбинированных частотах — суммарных и разностных. При определенных условиях в системе возникнет параметрический резонанс и произойдет эффективная раскачка колебаний. Поясним механизм параметрической связи волн на примере комбинационного рассеяния волны накачки на волнах пространственного заряда и циклотронных волнах пучка в лазере (мазере) на основе ондулятора (рис. 5). В ондуляторе элек-

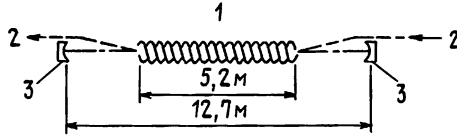


Рис. 5. Принципиальная схема одного из вариантов лазера на основе ондулятора [47, 53]:

1 — ондулятор с продольным и пространственно-периодическим поперечным магнитным полем — спиральный магнит с периодом 3,2 см; 2 — электронный пучок; 3 — зеркала

тронный пучок движется во внешнем магнитном поле, которое, кроме продольной компоненты H_0 , имеет поперечную компоненту (например, H_x), знакопеременную в пространстве: период изменения H_x $\lambda_0 = 2\pi/k_0$. Вследствие наличия в лабораторной системе отсчета поля H_x в системе пучка имеется переменное электрическое поле $E_y' = \gamma_0 \frac{v_0}{c} H_x$, изменяющееся с частотой $\omega_0' = \gamma_0 k_0 v_0$ * (поле «накачки»). Величина этого поля в реальных условиях оказывается весьма внушительной: при $H_x = 500$ Э, $v_0 \approx c$, $\gamma_0 = 5$ $E_y' = 10^5$ В/см, что соответствует потоку энергии в волне накачки $c \cdot \frac{(E_y')^2}{8\pi} \approx 50$ МВт/см² (!). Волна накачки вызывает колебания электронов с большой осцилляторной скоростью: $v_{0y}' = \frac{eE_y'}{m\omega'} \approx 0,1$ с**, что и предопределяет интенсивные параметрические процессы. В самом деле, электроны пучка, кроме колебаний скорости в волне накачки, испытывают колебания плотности в волне пространственного заряда пучка с частотой ω_1' , где $\omega_1' = \left(\frac{4\pi n_1' e^2}{m}\right)^{1/2}$ — ленгмюровская частота пучка в его системе отсчета (поскольку $n_1' = n_1/\gamma_0$, то $\omega_1' = \omega_1/\gamma_0^{1/2}$, где ω_1 — ленгмюровская частота, соответствующая плотности пучка в лабораторной системе, n_1). Связь двух указанных волн приводит к появлению переменного тока в направлении, перпендикулярном направлению скорости пучка. Частота этого тока равна комбинационной частоте $\omega_0' \pm \omega_1'$, причем знак «плюс» соответствует быстрой волне, несущей положительную энергию,

* Все величины в системе отсчета пучка обозначаются знаком «штрих».

** Под m всюду имеется в виду масса покоя электрона.

а знак «минус» — медленной волне пространственного заряда, несущей отрицательную энергию. Далее мы будем иметь в виду именно эту волну, поскольку только при ее участии связь волн оказывается активной и приводит к раскачке колебаний (см. ниже, а также раздел 4). Указанный переменный ток генерирует новую — рассеянную — волну на комбинационной частоте $\omega_s = \omega_0' - \omega_1'$. Далее, рассеянная волна и волна накачки, через посредство силы Лоренца, генерируют волну с разностной частотой, равной частоте ω_1' медленной волны пространственного заряда пучка, и, таким образом, еще больше раскачивают (стимулируют) эту волну. После этого рассмотренный цикл стимулированного (вынужденного) комбинационного рассеяния повторяется. Этот процесс имеет характер неустойчивости, при которой пучковая волна отрицательной энергии отдает энергию рассеянной волне и за счет этого нарастает сама (см. раздел 4). Инкремент этой неустойчивости

$$\Gamma \simeq \frac{v_0'}{c} (\omega_s \cdot \omega_1')^{1/2}. \quad (96)$$

При той величине осцилляторной скорости, которая была приведена выше, и при реальных частотах волн величине Γ , определяемой соотношением (96), соответствует характерная длина экспоненциального нарастания амплитуды колебаний всего порядка нескольких см. Для последующего сравнения излагаемой теории с экспериментом приведем формулы для частоты рассеянного излучения в рассматриваемой ондуляторной схеме. Эта частота в лабораторной системе отсчета согласно формулам (89) — (91)

$$\omega_s = \gamma_0 \left(\gamma_0 \frac{2\pi v_0}{\lambda_0} - \omega_1' \right) (1 + \beta) = \left(\frac{2\pi v_0}{\lambda_0} - \frac{\omega_1'}{\gamma_0} \right) (1 - \beta)^{-1}$$

или

$$\omega_s = \frac{\frac{2\pi v_0}{\lambda_0} - \omega_1 / \gamma_0^{3/2}}{1 - \beta} \quad (97)$$

для ондуляторного рассеяния на медленной волне пространственного заряда пучка.

Аналогично

$$\omega_s = \frac{\frac{2\pi v_0}{\lambda_0} - \frac{\Omega_H}{\gamma_0}}{1 - \beta} \quad (98)$$

для рассеяния на медленной циклотронной волне; здесь $\Omega_H = \frac{eH_0}{cm}$ (m — масса покоя электрона). Подчеркнем еще раз принципиальное обстоятельство: в числителях соотношений (97) и (98) стоят знаки «минус», соответствующие волнам отрицательной энергии (волнам положительной энергии соответствовали бы знаки «плюс»).

Рассматриваемое комбинационное рассеяние является когерентным и реализуется в том случае (2), когда дебаевский радиус пучка меньше длины волны:

$$r'_D \ll \lambda' \quad \text{или} \quad \left| \frac{\omega'}{k_z'} \right| \gg v_T'. \quad (99)$$

Иными словами, рассмотренное взаимодействие имеет место в гидродинамическом режиме аномального эффекта Доплера (рис. 4а, б.), соответствующем плотному пучку с малым тепловым разбросом по скоростям. Если же имеют место условия, обратные (99), то такой — кинетический — режим соответствует комптоновскому (томсоновскому) рассеянию волн на отдельных электронах, или индуцированному черенковскому рассеянию (или обратному затуханию Ландау). У этого второго процесса инкремент много меньше, чем у первого.

По мере развития неустойчивости пучок теряет энергию на возбуждение нарастающей (рассеянной от него) волны и таким образом тормозится. В некоторый момент электроны пучка захватываются нарастающей потенциальной ямой рассеянной волны и начинают колебаться в этой яме. Это происходит тогда, когда

$$\frac{m}{2} \left(v - \frac{\omega}{k_z} \right)^2 \ll e\Phi_0, \quad (100)$$

где Φ_0 — потенциал волны. И если электрическое поле рассеянной волны $E_z \approx k_z \Phi_0$ достаточно велико, то частота колебаний электронов в яме превысит инкремент неустойчивости, и неустойчивость прекратится. Таким образом, нелинейное ограничение мощности генератора на когерентном комбинационном рассеянии обусловлено захватом пучка генерируемой волной (т. е. нарушением условия (99)). Расчеты, основанные на изложенных здесь соображениях, показывают, что насыщение генерации устанавливается на уровне, при котором в излучение переходит до (20—30) % всей энергии пучка [44, 45].

Выше уже указывалось, что для рассматриваемой активной параметрической связи волн подходят обе медленные волны пучка. Однако в случае медленной циклотронной волны условия эффективной раскачки колебаний реализуются легче, поскольку в условиях резонанса ($\omega' \approx \Omega$) для получения той же осцилляторной скорости $v_0' = \frac{eE_0}{m} \omega_0' / (\omega_0' - \Omega)$ достаточно меньшего электрического поля. Этот случай называется магнито-рамановским рассеянием [45].

О первых работах по когерентному комбинационному рассеянию волн на электронных пучках см. обзор [119] и цитированную там литературу.

5.3. Лазеры (мазеры) на свободных электронах и на рамановском (комбинационном) рассеянии (эксперимент)

Принципиальная возможность построения лазера на принципе индуцированного томсоновского рассеяния электромагнитных волн на релятивистском электронном пучке* была впервые продемонстрирована в работе [46]. Пучок электронов с энергией 24 МэВ ($\gamma_0=49$) и током до 70 мА распространялся вдоль оси ондулятора типа рис. 5 с продольной компонентой магнитного поля 1 кЭ и поперечной компонентой 2,4 кЭ. Период изменения поперечного поля составлял $\lambda_0=3,2$ см, длина ондулятора — 520 см. В установке имелись зеркала, расстояние между которыми составляло 12,7 м. Навстречу электронному пучку пропускался луч от CO_2 -лазера, длина волны которого (10,6 мкм) хорошо соответствовала соотношению (91), а именно: $\lambda \sim \lambda_0/2\gamma_0^2$. Было обнаружено, что именно на этой волне система является хорошим усилителем, который, таким образом, работает на принципе индуцированного томсоновского рассеяния.

Первая экспериментальная реализация лазера на свободных электронах была получена в работе той же группы авторов [47], когда сила тока пучка была увеличена до нескольких ампер, при этом энергия электронов составляла 43 МэВ ($\gamma_0 \approx 85$). Было обнаружено, что когда ток пучка превышает некоторый порог (около 2-х А), линия излучения резко сужается, а мощность излучения возрастает в 10^8 раз — явный лазерный эффект (!). Длина волны лазерного излучения 3,4 мкм (инфракрасный диапазон) несколько превышает величину $\lambda_0/2\gamma_0^2$ и неплохо соответствует теоретическому соотношению (91). Была также продемонстрирована хорошая перестраиваемость лазера по длине волны: при энергии электронов $W_1=24$ МэВ $\lambda=10,6$ мкм, а при $W_1=43$ МэВ $\lambda=3,4$ мкм — в соответствии с формулой (91). В условиях этого эксперимента плотность электронного пучка была все еще очень мала, и имел место режим томсоновского лазера на свободных электронах, противоположный режиму (99). КПД лазера (отношение энергии излучения к энергии пучка) был невысоким и составлял всего около $10^{-2}\%$.

В следующем эксперименте [48], выполненном по той же схеме с ондулятором, плотность пучка была на несколько порядков выше: энергия электронов 1,2 МэВ ($\gamma_0=3,4$), ток 2,5 кА. Период ондулятора составлял $\lambda_0=0,8$ см. В этих условиях дебаевский радиус пучка был значительно меньше длины волны — соответственно формулам (99) и (2) — и рассеяние носи-

* В этом разделе рассматриваются импульсные пучки с длительностью импульса порядка десятков нс.

ло когерентный (рамановский) характер. Была получена генерация на волне $\lambda=0,4$ мм, соответствующей формуле (91). Поперечная компонента магнитного поля составляла 400 Э, а характерный размер $1/\Gamma$ пространственного инкремента колебаний составлял несколько см и в отличие от предыдущих опытов [47] удовлетворял соотношению $\Gamma L \gg 1$, где L — длина системы. Мощность излучения составляла около 1 МВт и была приблизительно в 100 раз больше, чем в предыдущем опыте. КПД составлял около $3 \cdot 10^{-2}\%$.

Авторы подчеркивают, что лазер работал на активной связи рассеянной волны с медленной волной пространственного заряда пучка, несущей отрицательную энергию.

В аналогичном эксперименте той же группы авторов [49] был реализован магнито-рамановский лазер на активной связи рассеянной волны и медленной циклотронной волны. В условиях этого опыта ($W_1=0,75$ МэВ, ток пучка $I=10$ кА, $\lambda_0=0,6$ см) также выполнялся критерий (2) и (99). Частота излучения приблизительно соответствовала соотношению (91) — см. ниже. Мощность излучения достигла до 10 МВт на длине волны $\lambda=1$ мм. КПД — около $10^{-1}\%$.

Физический механизм работы рассматриваемых лазеров был подробно экспериментально исследован в работе [50], где изучались спектральные свойства стимулированного комбинационного рассеяния. В этом опыте, также с ондулятором, проверялись теоретические соотношения (97) и (98) для параметрической связи рассеянной волны с волнами пучка, несущими отрицательную энергию (и содержащими поэтому знаки «минус» в числителях указанных соотношений). Параметры системы соответствовали режиму (99), а именно: $W_1=600$ кэВ, $I=10$ кА, плотность пучка $n_1=3 \cdot 10^{11}$ см⁻³ ($\omega_1=3 \cdot 10^{10}$ с⁻¹), $H_0=12$ кЭ, $H_{\perp}=400$ Э, период ондулятора $\lambda=0,8$ см. Осцилляторная скорость составляла $v_0' \simeq 0,1$ с, т. е. была достаточно большой для возможности интенсивных параметрических процессов. В опытах наблюдались две моды колебаний, из которых одна была убедительно идентифицирована как связанная с волной пространственного заряда, другая — с циклотронной волной. При этом было очень четко показано, что при изменении магнитного поля частота рассеянной волны в режиме ее связи с циклотронной волной изменяется в полном соответствии с формулой (98), а при изменении плотности и энергии электронов частота той моды, которая определяется медленной волной пространственного заряда, изменяется в хорошем соответствии с формулой (97). Рабочие длины волн лежали в пределах (1—3) мм. КПД лазера в этом опыте был небольшим, но было показано, что режим еще очень далек от насыщения: мощность излучения экспоненциально растет с увеличением поперечной компоненты магнитного поля, причем характерная длина пространственного инкремента колебаний составляет несколько см. Таким обра-

зом, в этом эксперименте было убедительно показано, что лазер на когерентном комбинационном рассеянии работает на принципе активной связи рассеянной волны с волнами электронного пучка, несущими отрицательную энергию.

В сравнительно недавнем эксперименте [51] путем технических усовершенствований удалось получить значительно большую мощность излучения, и, что особенно важно, много больший КПД. Режим опыта: $W_1=1,35$ МэВ, $I=15$ кА, $\lambda_0=3$ см, $H_0=20$ кЭ, $H_{\perp}=4$ кЭ, длина ондулятора 63 см, частота излучения в системе отсчета пучка близка к циклотронной частоте. Мощность излучения на волне $\lambda=4$ мм (которая соответствовала соотношению (91)) составляла 35 МВт, КПД— 2,5%, характерный масштаб пространственного инкремента колебаний— 4 см. Интересно, что достигнутый КПД— в режиме, еще далеко от насыщения,— всего на порядок ниже теоретического (20—30%).

Здесь необходимо сказать о мазере на электронном циклотронном резонансе (МЦР) — наиболее эффективном генераторе миллиметровых волн — с мощностью порядка 1 МВт и КПД до (30—40)% [9]. В нем излучателями являются электроны, движущиеся в сильном продольном магнитном поле и имеющие значительную поперечную компоненту скорости. Оказывается, что если эта компонента и плотность пучка превосходят некоторые пороги, то механизм действия МЦР определяется активной связью двух волн с различными знаками энергии: волновой моды с положительной энергией и медленной циклотронной волны пучка, несущей отрицательную энергию [52]. Таким образом, представленные экспериментальные данные хорошо подтверждают исходные теоретические предположения. Созданные новые параметрические генераторы обладают несомненными достоинствами и быстро совершенствуются в направлении достижения предельных мощностей и КПД, предсказываемых теорией. Дальнейшие сведения из этой интересной области читатель может найти в недавно вышедшем сборнике [53].

6. НЕУСТОЙЧИВОСТИ, ПРЕДЕЛЬНЫЕ ТОКИ И ДВОЙНЫЕ СЛОИ В ЭЛЕКТРОННЫХ И ПЛАЗМЕННЫХ ПУЧКАХ. МЕХАНИЗМ СРЫВА ТОКА В ПУЧКАХ. (ЭКСПЕРИМЕНТ)

6.1. Предельный ток электронного пучка в отсутствие нейтрализации пространственного заряда

Мы здесь не будем описывать методику измерения предельных токов в электронных пучках (нейтрализованных ионами и в отсутствие ионов) и сразу перейдем к экспериментальным данным. Типичный результат опытов по измерению предельных

токов электронного пучка в отсутствие компенсирующих ионов [54] приведены на рис. 6, где показана зависимость предельного тока пучка от энергии электронов: сплошная кривая — экспериментальные данные (практически не зависящие от напряженности продольного магнитного поля H_0), пунктир — теоретическое соотношение (8) — (8') для порога неустойчивости Бурсиана. Отклонение экспериментальных данных от теоретических оказывается незначительным и объясняется тем, что опыт [54] проведен на полом пучке*, тогда как указанное теоретическое соотношение относится к сплошному пучку (условие $a \ll R$ — рис. 1 — выполнялось): Экспериментальная установка, на которой проведены измерения [54], показана на рис. 7*. Другие опыты — с другой геометрией и иными параметрами пучков — дали аналогичные результаты [8]. Они показали также, что в релятивистской области энергий электронов пучка (до 600 кэВ) опытные данные соответствуют теоретическому порогу (19'') неустойчивости Бурсиана, если собственное магнитное поле мало по сравнению с внешним магнитным полем, т. е. если выполняется соотношение (22). Таким образом, можно с уверенностью констатировать, что предельный ток электронного пучка в отсутствие компенсации его пространственного заряда ионами определяется неустойчивостью Бурсиана (раздел 2.1).

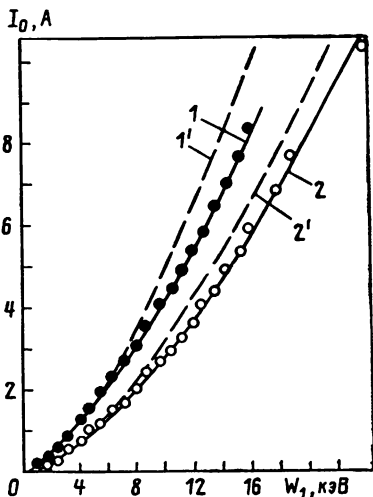


Рис. 6. Зависимость максимального тока I_0 в пучке без ионов от энергии электронов пучка:
 1', 1 — $1 - 2a = 2,5$ см; 2, 2' — $2a = 0,7$ см
 $p = 1,4 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст., $L = 120$ см,
 $2R_0 = 30$ см, $H = 1500$ Э. Пунктирные
 кривые вычислены по формуле (8').
 Ток I_0 не зависит от H

6.2. Предельные токи квазинейтрального электронного пучка

Предельные токи $I_{\text{п}}$ электронных пучков с нейтрализованным ионами пространственным зарядом [55—56] обнаруживают существенно иную зависимость от параметров системы, нежели предельные токи I_0 в отсутствие нейтрализующих ионов. Прежде всего, наблюдается характерная зависимость предельного тока от H_0 — рис. 8 [55] — тогда как ток I_0 от H_0 практически не зависит. Принципиально, что функция $I_{\text{п}}(H_0)$ сначала резко растет с H_0 , а затем достигает насыщения (при

* См. [8].

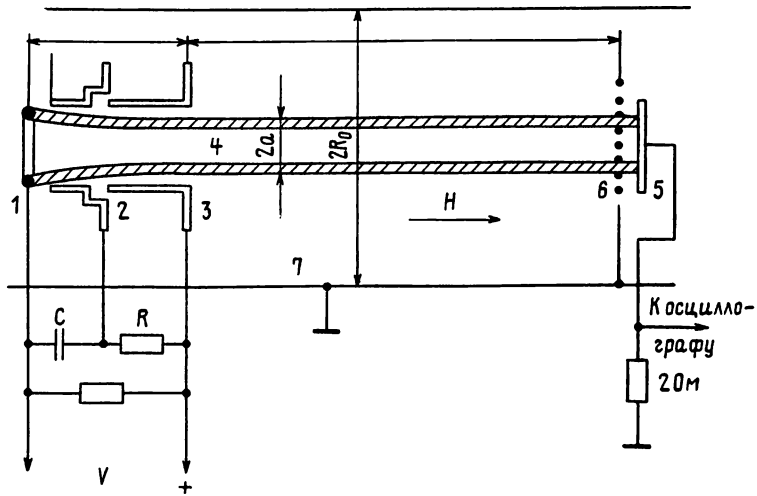


Рис. 7. Экспериментальная установка для измерения предельных токов в электронных пучках большой энергии [54]:

1—3 — электронная пушка: 1 — кольцевой катод; 2 — промежуточный («вытягивающий») электрод; 3 — ускоряющий электрод; 4 — электронный пучок; 5 — коллектор пучка; 6 — сетка; 7 — вакуумная камера; $R=200$ Ом, $C=3$ мкФ. Напряженность магнитного поля в эквипотенциальном пространстве в два раза больше, чем у катода, и поэтому диаметр пучка (2,5 см) соответственно меньше диаметра катода (3,5 см)

$H_0=H_{нас.}$), причем величина $H_{нас.}$ возрастает с увеличением энергии электронов W_1 приблизительно пропорционально

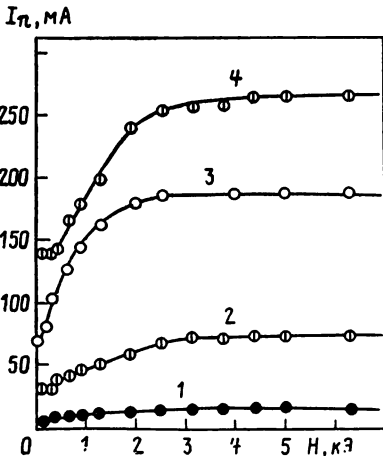


Рис. 8. Зависимость предельного тока пучка от напряженности магнитного поля при различных энергиях электронов ($L=100$ см, $2R_0=30$ см): — $W_1=100$ эВ; 2 — $W_1=300$ эВ; 3 — $W_1=600$ эВ; 4 — $W_1=900$ эВ

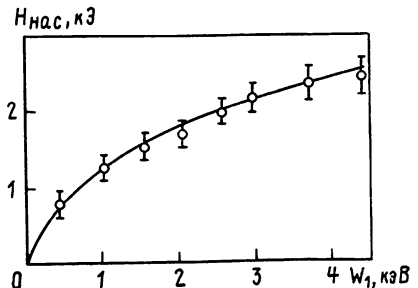


Рис. 9. Зависимость напряженности магнитного поля, отвечающей приближительному насыщению зависимости $I_n(H)$, от энергии электронов пучка [54]

$W_1^{1/2}$ — рис. 9 [56]. Далее, зависимость I_n от энергии электронов пучка W_1 обнаруживает достаточно резкий излом, после которого ток I_n линейно зависит от W_1 и сильно отклоняется в меньшую сторону от теоретического значения порога Пирса (раздел 2.2). Этот факт иллюстрируется рисунками 10 и 11, из

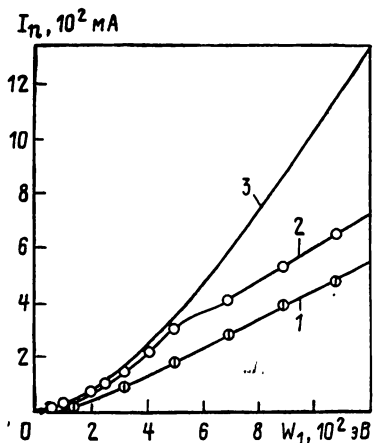


Рис. 10. Зависимость предельного тока от энергии электронов пучка в случае $2R_0=6$ см, $L=10$ см:
1 — $H=1200$ Э; 2 — $H=5200$; Э; 3 — теория Пирса

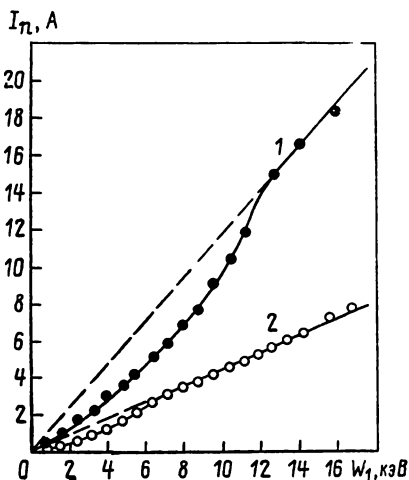


Рис. 11. Зависимость предельного тока от энергии электронов пучка ($H=500$ Э (азот), $L=120$ см):
1 — $2a=2,5$ см; 2 — $2a=0,7$ см [54]

которых также видно, что с уменьшением радиуса пучков предельные токи существенно уменьшаются и наблюдается характерный сдвиг указанного излома функции $I_n(W_1)$. Опыты показали также, что предельный ток пучка значительно уменьшается с увеличением его длины. Анализ всех имеющихся опытных данных по предельным токам [8] приводит к следующему выводу. При определенных условиях, а именно: при малой энергии электронов и достаточно сильных магнитных полях, а также если пучок имеет достаточно малую длину или целиком заполняет окружающую его металлическую трубу, предельные токи пучка практически совпадают с величиной порога неустойчивости Пирса (раздел 2.2). С другой стороны, при больших энергиях электронов, в относительно слабых магнитных полях, при большой длине пучка и неполном заполнении пучком окружающего его эквипотенциального цилиндра предельный ток пучка оказывается ограниченной неустойчивостью, более сильной, чем пирсовская (точнее говоря, наступающей при меньших токах пучка). Механизм этой неустойчивости обсуждается в следующем разделе. Здесь, однако, необходимо отметить, что, как показывает эксперимент ([8]), предельный ток квазинейт-

рального пучка всегда больше максимального тока пучка без компенсирующих ионов:

$$I_{\pi} > I_0; \quad (56')$$

иными словами, соотношение (56') является необходимым условием ограничения тока в квазинейтральном электронном пучке.

6.3. Неустойчивости, ответственные за ограничение (срыв) тока в квазинейтральных электронных пучках — пучково-дрейфовая и пирсовская

Опыты, результаты которых описаны в предыдущем параграфе, показали, что срыв тока пучка в тех условиях, когда он меньше тока Пирса, четко коррелирует с резким нарастанием колебаний, обладающих следующими свойствами [8].

1. Колебания являются электрон-ионными, т. е. приводят к эффективному ускорению ионов, нейтрализующих пучок, до энергий, близких к энергии электронов пучка. 2. Колебания не обладают аксиальной симметрией, т. е. характеризуются возникновением сильных азимутальных электрических полей — с амплитудой $E_{\phi} \simeq W_1/ea$ (где a — радиус пучка). 3. Частоты колебаний лежат в диапазоне (27'):

$$\omega_{H_i} < \omega < k_z u; \quad \omega_{He} \quad (\omega_{He} \equiv \omega_H)$$

и оказываются близкими к ионной ленгмюровской частоте

$$\omega_+ = (4\pi n_+ e^2 / M)^{1/2}. \quad (101)$$

Величина продольного волнового числа k_z , как показывает опыт, определяется образованием стоячих волн:

$$k_z \simeq \pi / L, \quad (102)$$

где L — длина пучка, причем это соотношение сохраняется при изменении L . 4. Нарастание описанных колебаний начинается с некоторого порогового тока $I_{\text{к}}$, который всего на (10—15) % меньше предельного тока пучка. Этот порог зависит от напряженности магнитного поля так же, как и предельный ток пучка — рис. 12. На последнем рисунке приведены также пороги I_c других колебаний, обладающих аксиальной симметрией и обсуждаемых в следующем параграфе.

Анализ представленных (и других) экспериментальных данных [8] приводит к следующим выводам. Во всех тех условиях эксперимента, когда выполняется условие (57) пучково-дрейфовой неустойчивости, именно эта неустойчивость, характеризующаяся эффективным порогом (56) и сильными азимутальными полями E_{ϕ} , ограничивает предельный ток пучка. В остальных режимах предельный ток определяется неустойчивостью Пирса (раздел 2.2).

Легко видеть, что эта точка зрения хорошо объясняет все изложенные здесь экспериментальные закономерности. В част-

ности, в тех условиях, когда пучок полностью заполняет окружающий его эквипотенциальный цилиндр, азимутальные элект-

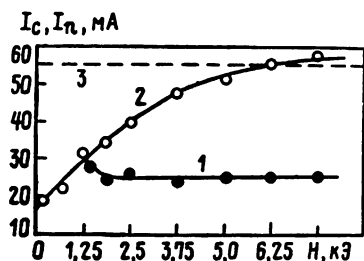


Рис. 12. Зависимость от напряженности магнитного поля порогов возбуждения электрон-ионных колебаний ($W_1=200$ эВ, $L=90$ см) [56]:
 1 — $I = I_c$ — колебания, обладающие аксиальной симметрией; 2 — $I = I_k$ — колебания, не обладающие аксиальной симметрией; 3 — $I = I_{\Pi}$ — ток возбуждения неустойчивости Пирса

рические поля на поверхности пучка не могут развиваться, и поэтому пучково-дрейфовая неустойчивость не возникает; при этом предельный ток, как уже отмечалось, определяется неустойчивостью Пирса. Таким образом, между экспериментальными данными по предельным токам пучков и теорией имеется хорошее согласие.

Вместе с тем, описанные опыты можно рассматривать как успешное моделирование дрейфовой неустойчивости максвелловской плазмы, представляющей первостепенный интерес для проблемы управляемого термоядерного синтеза. Максвелловская плазма отличается от пучка только функцией распределения заряженных частиц по скоростям. При той δ -образной функции распределения, которой характеризуется пучок, у неустойчивости появляется порог по току (в случае «обычной» дрейфовой неустойчивости он отсутствует), и разнообразные зависимости этого порога от H_0 , W_1 , H , L позволяют безошибочно идентифицировать природу неустойчивости. В этом проявилось одно из преимуществ порогового метода исследования пучковых неустойчивостей.

В заключение этого раздела упомянем экспериментальную работу [57], авторы которой приходят к выводу, что пучково-дрейфовая неустойчивость устраняется улучшением вакуума в системе до 10^{-10} мм рт. ст. и исключением вторичной электронной эмиссии с коллектора пучка. Этот вывод, однако, является необоснованным и, по крайней мере, в плане данного обзора интереса не представляет — уже потому, что в условиях [57], во-первых, ток пучка много меньше предельного вакуумного тока I_0 без компенсирующих ионов (т. е. выполняется условие, обратное (56')), и, во-вторых, поперечный размер пучка значительно меньше его дебаевского радиуса (т. е. выполняется

условие, обратное (1)); к тому же в [57] не выполняются некоторые другие предпосылки теории пучково-дрейфовой неустойчивости.

6.4. Электрон-ионная (бунемановская) неустойчивость

В предыдущем параграфе мы рассмотрели колебания, не обладающие аксиальной симметрией. Полный спектр электрон-ионных колебаний приведен на рис. 13, где левая часть отвечает

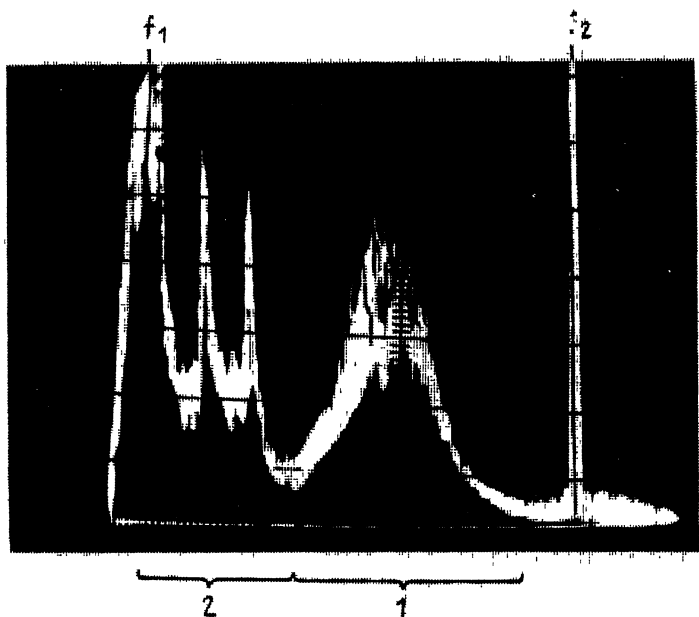


Рис. 13. Частотный спектр электрон-ионных колебаний:

1 — колебания, обладающие аксиальной симметрией; 2 — колебания, не обладающие аксиальной симметрией. Метки частоты $f_1=0$, $f_2=1500$ кГц, энергия электронов пучка $W_1=150$ эВ, ток пучка $I=25$ мА, $H=3500$ Э

уже рассмотренным колебаниям, а правая часть — колебаниям, обладающим аксиальной симметрией. Основные свойства этих колебаний [56] состоят в следующем. 1) Они также являются электрон-ионными, т. е. ускоряют ионы до энергий, сравнимых с энергией электронов пучка, W_1 . 2) Они также образуют стоячие волны: $k_z \simeq \pi/L$. 3) Их частоты $\omega_c \simeq (\frac{1}{5} \div \frac{1}{4}) k_z u$ и существенно уменьшаются с увеличением тока пучка — рис. 14. 4) Они возбуждаются, начиная с некоторого критического тока (который мы с целью отличия от порога аксиально-несимметричных колебаний I_k обозначаем I_c :

$$I_c \sim u^3,$$

$$I_c \neq f(H_0), \tag{103}$$

$$I_c \approx \frac{1}{2} I_{\text{п}},$$

где $I_{\text{п}}$ — теоретическое значение порога Пирса (13). Пороговые свойства изучаемых колебаний иллюстрируются рисунками

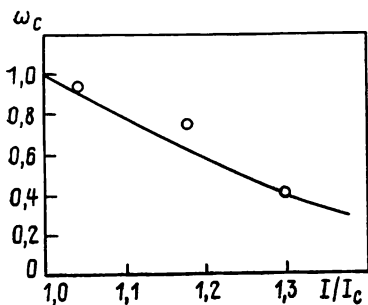


Рис. 14. Зависимость отношения частоты ω бунемановских колебаний при токе пучка I , большем порога I_c , к частоте колебаний на пороге возбуждения (при $I=I_c$) от отношения I/I_c

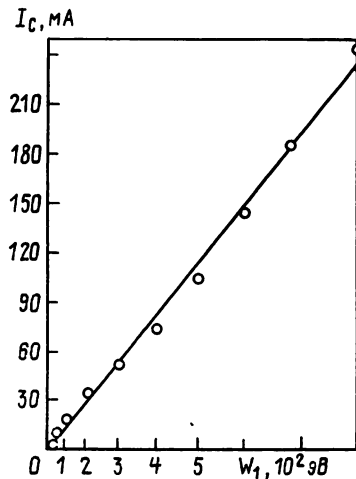


Рис. 15. Зависимость порога возбуждения аксиально-симметричных электрон-ионных колебаний от энергии электронов пучка; прямая линия соответствует $I_c \sim u^3$: $H=7800 \text{ Э}$, $L=90 \text{ см}$, $p=1,4 \cdot 10^{-6} \text{ мм рт. ст.}$

12 и 15. Теперь нетрудно видеть, что рассмотренные колебания являются электрон-ионными бунемановскими колебаниями, описанными в разделе 3.3 и имеющими характерные частоты (45) и пороги (44). Описанные опыты [56] — это первый однозначный эксперимент, в котором была обнаружена и исследована неустойчивость Бунемана.

Принципиально важным результатом является тот факт, что рассмотренная неустойчивость Бунемана — в отличие от неустойчивостей, изученных в предыдущем параграфе, — не вызывает ограничения (срыва) тока пучка, — по крайней мере, в тех условиях, в которых были проведены рассматриваемые здесь эксперименты, а именно, когда электроны цилиндрического пучка замагничены, а ионы — нет, и $\omega_{\text{нi}} \ll \omega < k_z u$, $\omega_{\text{не}}$. Это иллюстрируется, например, рис. 12, из которого видно, что порог I_c бунемановской неустойчивости значительно ниже порогов I_k и $I_{\text{п}}$, являющихся предельными токами пучка. Этот

факт означает, что бунемановская неустойчивость — в указанных условиях — является более слабой, чем пучково-дрейфовая и пирсовская. В этом пункте представленные экспериментальные данные противоречат теории (правда, отвечающей не цилиндрической, а плоской геометрии), согласно которой бунемановская неустойчивость должна также запирает ток пучка [24, 25]. Таким образом, здесь еще требуется теоретический анализ — применительно к цилиндрической геометрии задачи. (Возможно, что наблюдаемое в цилиндрической геометрии насыщение неустойчивости обусловлено быстрым выходом ионов из пучка поперек внешнего магнитного поля.)

Итак, экспериментальные данные, рассмотренные в последних разделах, показывают, что пороговый метод [54—56] позволяет четко разделить различные неустойчивости, свойственные квазинейтральному пучку, и изучить их «в чистом виде» — систематически и однозначно. (См. также раздел 6.7 об электрон-электронной неустойчивости с порогом $I_k \sim u^3$.) Этому в большой степени способствует следующее обстоятельство. Вследствие наличия сильного внешнего магнитного поля, замагничивающего электроны, но не замагничивающего ионы, в знаменателе выражения (44) для порога бунемановской неустойчивости вместо малой добавки $(m/M)^{1/3}$ (как это имеет место в случае плоской геометрии — см. (39)) появляется существенно более значительная добавка $(\frac{m}{M} k^2/k_z^2)^{1/3}$ из-за которой порог неустойчивости Бунемана оказывается в $[1 + (\frac{m}{M} k^2/k_z^2)^{1/3}]^3$ раз, т. е. приблизительно в 2+2,5 раза, ниже порога неустойчивости Пирса — эти неустойчивости разделяются (!). Указанное обстоятельство следует считать чрезвычайно благоприятным: без него, т. е. в случае отсутствия магнитного поля, обе неустойчивости налагались бы одна на другую, что сильно затрудняло бы их отдельное исследование — как это в действительности и имеет место в опытах [58]. Кроме того, как уже указывалось выше, порог неустойчивости Пирса в отсутствие магнитного поля (и при цилиндрической геометрии системы) существенно повышается. Если это обстоятельство не учитывается (как, например, в [58]), то попытка сопоставления двух рассматриваемых неустойчивостей оказывается весьма неубедительной.

Представляет, однако, интерес другая сторона этого сопоставления. Дело в том, что обычно при теоретическом рассмотрении неустойчивости Пирса (обусловленной эквипотенциальностью границ пучка) пренебрегают движением ионов ($M \rightarrow \infty$), а при рассмотрении неустойчивости Бунемана пренебрегают граничными условиями. В теоретической работе [16] эти ограничения сняты. При этом обнаружено, что влияние подвижности ионов на основные характеристики аperiодической неустой-

чивости Пирса (ее порог и инкремент) оказывается весьма слабым, а влияние границ на неустойчивость Бунемана в основном сводится к заданию длины волны: $k_z = \pi l / L$ (последнее обстоятельство мы уже неоднократно отмечали, причем на опыте $n \simeq 1$). Если при этом пороги обеих неустойчивостей близки (как это имеет место в квазиплоской геометрии), то можно говорить о связанных бунеман — пирсовских колебаниях (им посвящена экспериментальная работа [59]). Тем не менее, следует различать два понятия: «пирсовская неустойчивость с учетом подвижности ионов» и «бунемановская неустойчивость с учетом граничных условий». Неэквивалентность этих двух понятий следует из того экспериментального факта, что когда эти неустойчивости разделяются, становится очевидным, что ограничение (срыв) тока пучка вызывается лишь одной из них (см. выше). Трудно определенно сказать, почему бунемановская неустойчивость в условиях реального эксперимента не вызывает срыва тока пучка. Одна из возможных причин — быстрый уход ионов из пучка поперек магнитного поля (имеется в виду цилиндрическая геометрия системы).

6.5. Плазменная стабилизация (повышение порогов) пирсовской, пучково-дрейфовой и бунемановской неустойчивостей

Неустойчивость пучка в опытах, описанных в разделах (6.1) — (6.2), определяется взаимодействием двух компонент системы: электронов пучка и одним сортом частиц неподвижной среды — ионами. Здесь будет показана роль третьей компоненты — электронов «лишней» плазмы, вводимой в электронный пучок, — на пороги электрон-ионных неустойчивостей и неустойчивости Пирса. В опытах [60], к описанию которых мы переходим, плотность плазмы в цилиндрическом пучке (как и в [54—56]) регулировалась изменением давления нейтрального газа (азота), ионизируемого самим пучком. Типичные результаты представлены на рис. 16, 17. Видно, что как предельный ток пучка I_n , так и порог неустойчивости Бунемана I_c , возрастают с увеличением плотности плазмы. После того, как ток I_c сравняется с I_n , бунемановская неустойчивость перестает наблюдаться (поскольку пучок запирается — вследствие пучково-дрейфовой и пирсовской неустойчивостей).

Для интерпретации экспериментальных данных обратимся к дисперсионному уравнению (29) и в качестве типичного примера рассмотрим приближение горячей плазмы:

$$\omega \ll k_z v_{Te}, \tag{104}$$

где v_{Te} — тепловая скорость электронов плазмы. В этом приближении плазменное слагаемое

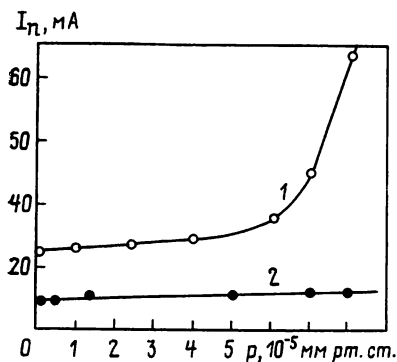


Рис. 16. Зависимость предельного тока электронного пучка от давления газа ($W_1=150$ эВ, $H=1300$ Э, $L=10$ см): 1 — диаметр пучка 1 см, 2 — диаметр пучка 0,5 см. При $p=8 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. (в случае: 1) $n_2/n_1=5 \div 6$. При большем давлении ($n_2/n_1 > 5 \div 6$) ограничения (срыва) тока пучка не происходит

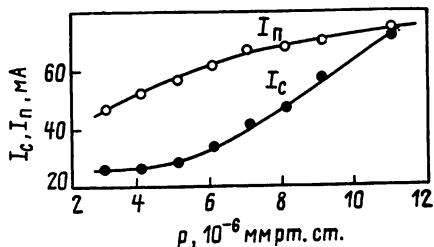


Рис. 17. Зависимость критического тока I_c возбуждения аксиально-симметричных электрон-ионных колебаний от давления азота; I_n — предельный ток пучка. $W_1=200$ эВ, $H=4000$ Э, $L=60$ см

$$\frac{\omega_p^2 k_z^2 / k^2}{\omega^2 - k_z^2 v_{Te}^2} \rightarrow -\frac{\omega_p^2}{k^2 v_{Te}^2} \rightarrow -(k^2 r_D^2)^{-1}, \quad (105)$$

где $r_D = \frac{v_{Te}}{\omega_p}$ — электронный дебаевский радиус. При этом из (29) получим пороги:

$$I_k = \frac{ma^2}{4e} k^2 u^3 [1 + (k^2 r_D^2)^{-1}] [1 + 2su / a^2 \omega_H k_z]^{-1} \quad (106)$$

для неустойчивости Бунемана (раздел 3.3)

$$I_c = \frac{ma^2}{4e} k^2 u^3 [1 + (k^2 r_D^2)^{-1}] \left[1 + \left(\frac{m}{M} \frac{k^2}{k_z^2} \right)^{1/3} \right]^{-3}. \quad (107)$$

Из порога неустойчивости Бунемана при $M \rightarrow \infty$ получаем порог неустойчивости Пирса:

$$I_n = \frac{ma^2}{4e} k^2 u^3 [1 + (k^2 r_D^2)^{-1}] = \frac{ma^2}{4e} k^2 u^3 \left(1 + \frac{4\pi e^2}{k^2 T_e} n_2 \right), \quad (108)$$

где n_2 — плотность электронов плазмы.

Выражения (106) — (108) содержат в себе эффекты стабилизации рассматриваемых пучковых неустойчивостей электронами плазмы и, как можно видеть из рис. 16, 17 и [8], находятся в согласии с экспериментальными данными.

Заметим, что в описанных здесь опытах сила тока пучка была ограничена производительностью электронной пушки. Это ограничение было снято в опытах с пучково-плазменным разрядом (раздел 6.8).

6.6. Предельные токи ионных и релятивистских электронных пучков

Экспериментальные данные по предельным токам в ионных пучках в настоящее время почти отсутствуют. В работе [61] имеются указания, что в пучке тяжелых ионов (свинца, таллия) с энергией 1 кэВ наступает срыв тока (образуется «виртуальный анод»), когда плотность тока достигает ~ 100 мА/см². По мнению авторов, это явление находится в качественном согласии с теорией аperiodической неустойчивости квазинейтрального ионного пучка (раздел 2.3). В какой мере пучок в этих опытах был квазинейтральным или перекомпенсированным и какой была плотность «лишней» плазмы, осталось неясным. «Чистые» опыты с ионными пучками еще ждут своей реализации. Что касается интенсивности существующих в настоящее время ионных источников [62, 63], то она, по-видимому, достаточна для решения этого принципиального вопроса (при той или иной геометрии системы).

Определенные данные по квазинейтральным релятивистским пучкам пока тоже отсутствуют (о предельных токах пучков в отсутствие нейтрализации пространственного заряда см. раздел 6.1). Сам факт запираания интенсивного релятивистского пучка (при не определенной степени нейтрализации пространственного заряда) иллюстрируется рис. 18; запираание пучка

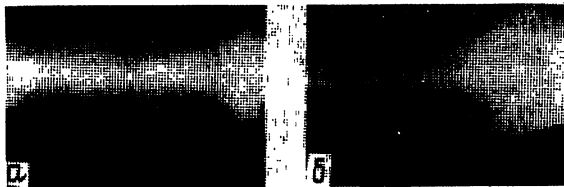


Рис. 18. Распространение релятивистского электронного пучка в газе (воздух, давление $2 \cdot 10^{-1}$ мм рт. ст. [8]).

Пучок движется справа налево, длина показанного участка пучка 40 см:
а — энергия электронов пучка $W_1 = 2,5$ МэВ, ток $I = 20$ кА, пучок проходит свободно;
б — $W_1 = 1,5$ МэВ, $I = 40$ кА, пучок запирается

происходит при токе, в несколько раз большем максимального тока I_0 в пучке без ионов, определяемого формулой (19'').

6.7. Электрон-электронная неустойчивость

Обычно понятие электрон-электронной неустойчивости ассоциируется с раскачкой электронным пучком ленгмюровских электронных колебаний плазмы с характерной частотой $\omega_p = (4\pi n_0 e^2/m)^{1/2}$. Это действительно имеет место в тех условиях, когда плотность пучка много меньше плотности плазмы (напримр, на несколько порядков). Здесь мы сообщаем о результа-

тах опытов, в которых плотности пучка и плазмы соизмеримы. В таких условиях спектры колебаний, возбуждаемых пучком в плазме, совсем не похожи на ленгмюровские колебания: в них частота отнюдь не задана плотностью плазмы, а в первую очередь определяется скоростью электронов пучка и волновым числом колебаний k_z , причем последнее определяется образованием стоячих волн вдоль пучка: $k_z = n\pi/L$ ($n=1, 2, 3, \dots$, L — длина пучка). Таким образом, спектр колебаний состоит из набора частот

$$\omega = \omega_n \simeq \frac{\pi n v}{L} \cdot \frac{1}{1 + \alpha^{-1/3}}, \quad (109)$$

где $\alpha = \frac{n_2}{n_1}$ — отношение плотностей электронов плазмы и пучка. Возбуждение этих колебаний характеризуется четким порогом $I_k \sim v^3$, (110) хорошо соответствующим теоретическому соотношению (48) (подробнее см. в [8]).

6.8. Неустойчивость плазменного пучка

Здесь мы рассмотрим неустойчивости трехкомпонентной системы, в которой концентрация электронов пучка обычно мала по сравнению с концентрациями вторичных (плазменных) частиц: электронов и ионов. Эти неустойчивости — по характеру их влияния на сам пучок — целесообразно разделить на две группы.

К первой группе относятся те неустойчивости, которые в конце концов приводят к радикальной перестройке структуры пучка (мы условимся называть это явление разрушением плазменного пучка). Этот процесс начинается с казалось бы совершенно «безобидной» центробежной неустойчивости, которая изменяет параметры плазменного пучка так, что оказывается возможной дрейфовая раскачка ионного звука. В свою очередь, ионный звук так воздействует на пучок, что создает исходные предпосылки для возникновения пучково-дрейфовой неустойчивости. А эта неустойчивость приводит уже к динамическому запираению пучка, т. е. к образованию в нем пульсирующего виртуального катода.

Если же исходные параметры пучка выбраны так, чтобы центробежная и ионно-звуковая неустойчивости не возникали, то, как показывает эксперимент (в хорошем согласии с теорией), пучок оказывается устойчивым по отношению к пучково-дрейфовой неустойчивости, и запираения пучка не происходит. При этом в пучке «спокойно» развиваются (микро)неустойчивости второй группы, не угрожающие самому существованию плазменного пучка и выражающиеся в раскачке уже рассмотренных выше высокочастотных электронных (в частности ленгмюровских) колебаний и волн. Поэтому мы рассмотрим здесь неустойчивости первой группы.

Экспериментальное исследование этих неустойчивостей [8, 64] первоначально велось с целью получения ответа на вопрос: как изменится предельный ток (квазинейтрального) электронного пучка, если в пучок ввести достаточно плотную дополнительную плазму? Иначе говоря, можно ли практически снять ограничение тока пучка и получить пучок с током, например, в сто раз большим порога Пирса (раздел 2.2)?

В опытах использовался плазменный источник, в котором сила тока электронного пучка могла быть на два порядка большей, чем в опытах с электронной пушкой (типа рис. 1). Опыты показали, что при распространении электронного пучка в плазме имеют место по меньшей мере два различных режима. **Режим первый.** Если относительная концентрация плазмы

$$\alpha = \frac{n_2}{n_1}$$

превышает некоторую критическую величину α_k , то пучок в плазме можно назвать макроскопически устойчивым: все электроны, вышедшие с катода, свободно проходят через плазму и попадают на коллектор пучка. **Режим второй.** Если $\alpha < \alpha_k$, то пучок сильно неустойчив: в нем возникают электрические поля очень большой амплитуды, азимутальная компонента которых достигает величины $E_\varphi \approx W_1/ea$, где W_1 — энергия электронов пучка. При этом многие электроны пучка, вышедшие с катода, не доходят до коллектора пучка, а быстро дрейфуют в указанных электрических полях (скрещенных с продольным магнитным полем) и выпадают на стенки разрядной камеры. Этот процесс может быть охарактеризован коэффициентом диффузии, много большим коэффициента аномальной диффузии Бома (см. [8]).

В этом состоянии пучка в нем образуется виртуальный катод (пульсирующий во времени) — рис. 19, и средний ток пучка резко уменьшается [8]. Кроме указанных двух состояний пучка при $\alpha \leq \alpha_k$ существует еще и третье, промежуточное, состояние ([8]).

Опыты [64] показали, что критическая величина α_k определяется энергией электронов пучка и температурой электронов плазмы:

$$\frac{n_{2k}}{n_1} \equiv \alpha_k \approx 4 \frac{u}{v_e}, \quad (111)$$

т. е. условие рассматриваемой макроскопической неустойчивости пучка имеет вид:

$$j > j_e = \frac{en_e v_e}{4}, \quad (112)$$

или

$$n_1 u > \frac{n_e v_e}{4} \quad (113)$$

(где $n_e \equiv n_2$). Таким образом, предельный ток пучка имеет плот-

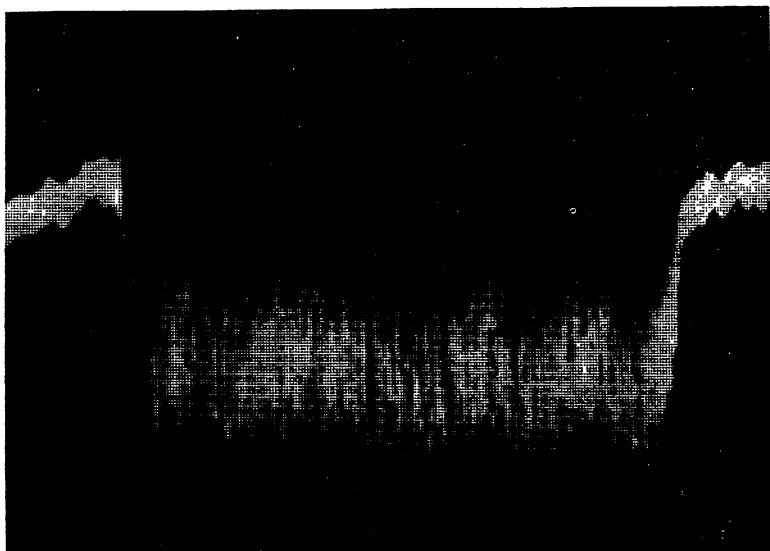


Рис. 19. Оциллограмма электронного тока на анод (отклонение вверх соответствует увеличению электронного тока):
 линейный период $T = 500$ мкс, короткий $\tau = 0,15$ мкс, размах ВЧ-колебаний $2A$. Ток разряда $I_p = 1,8$ А; $W_1 = 180$ эВ

ность, равную плотности хаотического тока электронов плазмы. Рассмотрим численный пример. Пусть при $n_2 = 1,1 \cdot 10^{12}$ см⁻³, $W_1 = 120$ эВ, $T_e = 3$ эВ и диаметр пучка 1 см предельный устойчивый ток пучка, согласно (112), составляет 4А. Сравним этот ток с порогом Пирса. Если пучок проходит в трубе диаметром (10÷30) см, то ток Пирса (14) составляет: $I_p \approx 25$ мА.

Таким образом, предельный ток первичных электронов в устойчивом плазменном пучке высокой плотности превышает ток Пирса более чем на два порядка величины:

$$\frac{I_p}{I_{\Pi}} \approx \frac{n_2}{n_1} \quad (114)$$

и возрастает приблизительно пропорционально плотности плазмы.

Причиной, вызывающей срыв тока в плазменном пучке и образование в нем виртуального катода, является пучково-дрейфовая неустойчивость. Она проявляется также в генерации таких электрических полей, в которых ионы плазмы ускоряются до энергий, близких (и даже превышающих) W_1 (рис. 20), что позволяет применять плазменный пучок в качестве эффективного инжектора горячей плазмы в ловушки с магнитными пробками [8, 65].

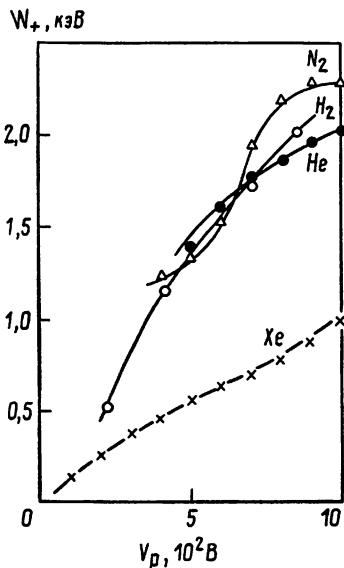


Рис. 20. Зависимость максимальной энергии W_m ларморовского вращения ионов различных газов от энергии электронов пучка ($W_1 = eV_p$). Средняя энергия ионов составляет около $\frac{1}{2}W_m$. Ток пучка (1—1,5) А, режим с пульсирующим виртуальным катодом. В случае H_2 , He , N_2 $H=4000$ Э; в случае Xe $H=1000$ Э [8]

Условие (57) пучково-дрейфовой неустойчивости оказывается связанным с явлением образования двойных электрических слоев в плазме (см. следующий раздел).

6.9. Виртуальный катод в электронном пучке и двойной электрический слой в плазме

В последние годы в физике плазмы возобновился интерес к двойным электрическим слоям [66], открытым еще в классических работах Ленгмюра [67]. Двойной слой можно рассматривать как плазменный конденсатор, в котором существенно нарушена квазинейтральность плазмы, и разность потенциалов в слое ($\Delta\phi$), возникающая вследствие разделения зарядов, может значительно превышать электронную (и ионную) температуру. Двойные слои играют принципиальную роль не только в лабораторной плазме, но также и в явлениях природы — таких, например, как полярные сияния (см. следующий параграф).

Механизмы формирования двойных слоев в плазме могут быть различными. Один из них, который мы здесь рассмотрим, связан с образованием виртуального катода в электронном пучке, распространяющемся в плазме. Этот механизм реализуется, в частности, в опытах [64], в которых пучок создается путем зажигания разряда с накаливаемым катодом в сильном продольном магнитном поле. Зажиганием разряда называется такое состояние, когда все разрядное напряжение ($U_p = W_1/e \gg T_e/e$),

приложенное между источником пучка (катодом) и коллектором (анодом), оказывается сосредоточенным в тонком прикатодном слое, вследствие чего ток пучка резко возрастает согласно известному Ленгмюровскому «закону трех вторых».

$$j_1 \approx \frac{2}{9\pi} \left(2 \frac{e}{m} \right)^{1/2} \frac{U^{3/2}}{d^2}, \quad (115)$$

где j_1 — плотность тока пучка, d — толщина слоя (коэффициент 2 появляется вследствие влияния положительного заряда ионов плазмы). Согласно Ленгмюру, условие устойчивости двойного слоя (т. е. условие устойчивости разряда) требует, чтобы существовало определенное соотношение между плотностью тока электронов пучка j_1 и плотностью (встречного) ионного тока из плазмы j_+ , а именно:

$$j_1 \leq \gamma (M/m)^{1/2} j_+, \quad (116)$$

где $j_+ = en_+v_+$ и γ — численный коэффициент, несколько зависящий от свойств поверхности катода (типичное значение $\gamma = 3/2$). Согласно теореме Бома [68] двойной слой устойчив только в том случае, если ионы плазмы (под влиянием проникающего в нее электрического поля двойного слоя) приходят на границу слоя со скоростями не менее чем $v_+ = (T_e/M)^{1/2}$, отвечающими энергии направленного движения, как минимум, $T_e/2$. Соответственно, плотность плазмы (n_+) на границе слоя, согласно закону Больцмана, в $e^{1/2}$ раз меньше плотности n_2 невозмущенной плазмы, и плотность ионного тока в слое $j_+ = en_+v_+$ (имеется в виду, что температура ионов $T_+ \ll T_e$). С учетом теоремы Бома условие устойчивости двойного слоя имеет вид:

$$n_1 v_1 \leq \gamma \left(\frac{2\pi}{e} \right)^{1/2} \frac{n_2 v_2}{4}, \quad (117)$$

где $v_2 = \left(\frac{8}{\pi} \frac{T_e}{m} \right)^{1/2}$ — средняя тепловая скорость электронов плазмы. Поскольку $\gamma \left(\frac{2\pi}{e} \right)^{1/2} \approx 1$, то (5.17) означает:

$$n_1 v_1 \leq \frac{n_2 v_2}{4}, \text{ или } j_1 \leq j_2, \quad (118)$$

где $j_2 = \frac{1}{4} en_2 v_2$ — плотность хаотического тока электронов плазмы. Таким образом, условие существования стационарного двойного слоя у катода, или (что то же самое) условие существования электронного пучка в разряде с накаливаемым катодом, состоит в том, что ток пучка не должен превышать хаотического тока электронов плазмы. Если это условие выполняется, то формируется система пучок — плазма и при достаточно большой энергии электронов пучка ($W_1 = \frac{mv_1^2}{2} \gg T_e$) плотность плазмы оказывается много большей плотности пучка:

$$\frac{n_2}{n_1} \geq 4 \frac{v_1}{v_2} \gg 1.$$

Теперь поставим вопрос: в каких условиях в рассматриваемой системе возникает виртуальный катод? Ответ на этот вопрос, полученный в § 24, выглядит до некоторой степени неожиданно: виртуальный катод образуется при условии

$$n_1 v_1 > \frac{n_2 v_2}{4}. \quad (119)$$

Для того, чтобы это условие было совместно с условием (118) существования пучка, необходимо, чтобы плотность плазмы вблизи катода (где выполняется условие (118)) была больше, чем вдали от него (где выполняется условие (119)).

В условиях эксперимента согласование этих (на первый взгляд противоречивых) условий производится путем реализации разряда с продольным градиентом плотности плазмы (и, соответственно, плотности нейтрального газа) [8].

Итак, если ток пучка не превышает хаотического тока электронов плазмы, то в разряде с накаливаемым катодом стационарно существует один двойной слой — на катодной границе пучка. Если же ток пучка превышает хаотический ток электронов плазмы, то в системе возникают два двойных слоя: один — в начале пучка, второй — в области виртуального катода. Второй слой состоит из двух соприкасающихся слоев: в минимуме потенциала имеется избыток отрицательного заряда, а ближе к границам плазмы (перед виртуальным катодом и за ним) — избыток положительного заряда. Распределение потенциала по длине пучка в режиме двух слоев схематически показано на рис. 21 вместе с экспериментальной установкой [69]. По отношению к области виртуального катода (9 на рисунке 21) можно применить термин «тройной слой». Толщина слоя виртуального катода определяется соотношением, по смыслу близким к (115), и имеет порядок долей сантиметра [69]. Отметим, что в рассмотренных условиях имеется, вообще говоря, еще один двойной слой — у анода (12 на рисунке 21), с падением потенциала в несколько T_e/e , необходимый для сохранения квазинейтральности плазменного столба.

Двойные слои, связанные с образованием виртуального катода в пучково-плазменных системах, образуются вследствие двух рассмотренных выше неустойчивостей: пучково-дрейфовой и пирсовской; что касается бунемановской неустойчивости, то она, как отмечалось выше, в рассмотренных условиях эксперимента к образованию виртуального катода не приводит. В условиях разряда с накаливаемым катодом, рассмотренного выше, главную роль в формировании внутреннего двойного слоя (далеко от границы плазмы) играла пучково-дрейфовая неустойчивость, а в иных условиях эксперимента [58] (в отсутствие

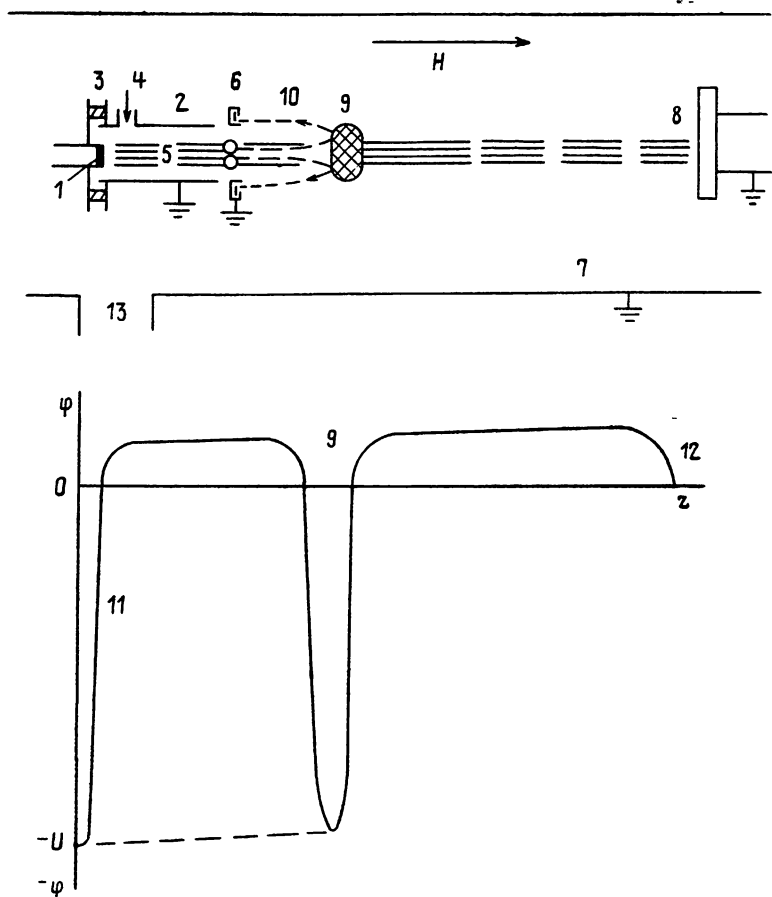


Рис. 21. Распределение потенциала ϕ по длине электронного пучка с виртуальным катодом:

1 — катод диаметром 1 см, имеющий отрицательный потенциал U ; 2 — разрядная камера источника пучка и плазмы (диаметр 2 см, длина 15 см), имеющая нулевой потенциал; 3 — изолятор; 4 — напуск газа; 5 — пучок; 6 — «зонд обратного тока» (индикатор виртуального катода); 7 — вакуумная камера; 8 — анод; 9 — виртуальный катод; 10 — траектории большинства электронов пучка после образования виртуального катода; 11 и 12 — слои положительного пространственного заряда у катода и анода; 13 — откачка

магнитного поля) — пирсовская неустойчивость (по этому поводу см. [69]).

В заключение отметим, что здесь мы рассматривали только так называемые сильные слои, в которых падение потенциала много больше температур плазменных электронов и ионов. В следующей главе мы познакомимся с так называемыми слабыми слоями, несущими разность потенциалов порядка $T_i \gg T_e$. Свойства таких слоев несколько необычны: например, толщина слоя уже, конечно, не определяется ленгмюровским «законом

трех вторых» (115), а составляет величину, приблизительно в $(M/m)^{1/2}$ раз бóльшую электронного дебаевского радиуса (см. соотношение (122)).

Весьма распространенной причиной образования двойных электрических слоев в плазме (во всяком случае — в теории) представляется бунемановская неустойчивость. Нелинейное рассмотрение этой неустойчивости [26, 28] показывает, что мыслимый процесс формирования двойного слоя с очень большими положительными всплесками потенциала (много большими энергиями электронов) проходит через стадию образования виртуального катода, которая длится сравнительно недолго из-за наличия в системе очень большого пространственного заряда ионов (имеется в виду ток квазинейтрального пучка, много больший критического тока неустойчивости). Эта интересная теория ждет соответствующей экспериментальной реализации. Интересно также отметить, что аналогичная связь процессов образования виртуального катода и формирования очень больших всплесков потенциала за виртуальным катодом (по ходу пучка) описывается в уже упоминавшейся нелинейной теории пирсовской неустойчивости [17].

6.10. Двойной электрический слой («виртуальный анод») в ионном пучке, распространяющемся в плазме в модели земного магнитного диполя, и вопрос о механизме полярных сияний

Вопрос о двойных электрических слоях в плазме (один из вариантов которых, связанный с виртуальным катодом электронного пучка, был рассмотрен в предыдущем разделе) подвигается в настоящее время интенсивному экспериментальному и теоретическому исследованию. Интерес к этому вопросу стимулируется тем, что с двойными слоями связывают один из вероятных механизмов дискретных полярных сияний — весьма интригующего явления природы.

Согласно данным ракетных (спутниковых) наблюдений, проведенных в последнее десятилетие, в околоземной плазме, на расстояниях порядка радиуса Земли от поверхности планеты, при определенных условиях возникает электростатическое поле, направленное от ионосферы к магнитосфере — так называемые V -структуры [70, 71, 85], пример которых схематически иллюстрируется на рис. 22 (о магнитной и электрической конфигурации околоземной плазмы см. недавний обзор [72] и приводимый ниже рис. 24). Напряженность указанного электростатического поля и его протяженность в пространстве таковы, что полная разность потенциалов (с положительной полярностью со стороны ионосферы) достигает $(3 \div 10)$ кВ. По поводу природы этого поля существуют различные точки зрения. Здесь

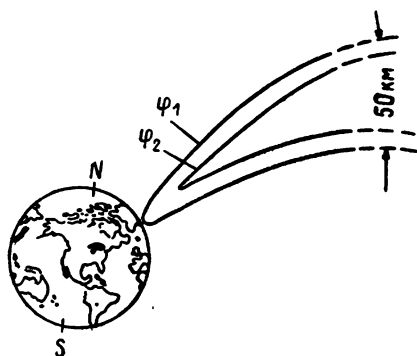


Рис. 22. Модель двойного электрического слоя (V -структуры), ускоряющего электроны в направлении к Земле [71, 846].

Потенциал $\varphi_1 \approx + (3 \div 10)$ кВ, $\varphi_2 < \varphi_1$

излагается та из них, которая соответствует общей теме данного обзора (см. ниже).

Согласно излагаемой точке зрения, именно благодаря той разности потенциалов, которую проходят в указанных V -структурах электроны, движущиеся из хвоста магнитосферы, интенсивные потоки этих электронов получают возможность достигать ионосферы (преодолевая сильную магнитную пробку) и ускоряться в достаточной степени для того, чтобы, возбуждая молекулы газа в атмосфере, вызывать (дискретные) полярные сияния. Необходимость ускорения магнитосферных электронов рассматриваемой разностью потенциалов (для того, чтобы поток электронов, достигающих ионосферы, был не слишком малым — иначе он не даст эффекта, называемого полярным сиянием) следует из приводимой ниже формулы (120). Эта формула [73, 74] показывает зависимость плотности тока электронов сквозь магнитную пробку от пробочного отношения B_1/B_2 и ускоряющей электроны разности потенциалов φ_{\parallel} (функция распределения электронов по энергиям вдали от пробки принята максвелловской с температурой T_e):

$$j_{\parallel} = \frac{env}{4} \cdot \frac{B_1}{B_2} \cdot \left[1 - \left(1 - \frac{B_2}{B_1} \right) \exp \left(- \frac{e\varphi_{\parallel}}{T_e [B_1/B_2 - 1]} \right) \right], \quad (120)$$

где B_1 — магнитное поле в ионосфере, B_2 — в исходной точке, откуда электрон должен прийти (сверху) до ионосферы, преодолев магнитный барьер. Поскольку поле земного магнитного диполя убывает обратно пропорционально кубу расстояния от центра Земли, а рассматриваемые V -структуры наблюдаются на расстоянии около полутора земных радиусов от поверхности Земли, то пробочное отношение B_1/B_2 составляет 10—20; n —

концентрация электронов в исходной точке, $v = \left(\frac{8}{\pi} T_e/m\right)^{1/2}$ — их тепловая скорость. Видно, что для того, чтобы сквозь достаточно сильную магнитную пробку ($B_1/B_2 = (10-20)$) мог проходить ток, близкий к максимально возможному

$$j_{\text{макс}} = \frac{1}{4} env \frac{B_1}{B_2}, \quad (121)$$

(т. е. большой хаотического тока в B_1/B_2 раз из-за сжатия магнитного потока), электроны должны пройти разность потенциалов, достаточно большую по сравнению с температурой. Если же такая разность потенциалов отсутствует, то максимальная плотность тока электронов из дальней магнитосферы в ионосферу, согласно формуле (120), не может превышать плотности хаотического тока $\frac{1}{4} env \approx 10^{-6}$ А/м² (типичные параметры: $n = 0,1-1$ см⁻³, $T_e = 0,3-1$ кэВ), тогда как рассматриваемые дискретные полярные сияния возникают, когда ток электронов существенно превышает 10^{-6} А/м². Таким образом, механизм возникновения рассматриваемого электростатического поля представляет принципиальный интерес.

Одна из гипотез по поводу искомого механизма, рассматриваемая в данном разделе, состоит в том, что он тесно связан с потоками положительных ионов, движущихся со стороны хвоста магнитосферы в сторону ионосферы [70]. Интенсивность этих потоков и энергии ионов существенно возрастают в «непокойные» периоды магнитосферы, в частности — во время магнитосферных суббурь, когда (например, вследствие неустойчивости к пересоединению магнитных силовых линий — см. [75—77]) в магнитосфере возникают сильные вихревые электрические поля, ускоряющие частицы и увеличивающие их потоки в сторону Земли. Эти процессы, по-видимому, способствуют формированию рассматриваемых электростатических полей, которые ускоряют электроны, вызывающие дискретные полярные сияния.

Обращает на себя внимание тот факт [78, 79], что энергии ионов в хвосте магнитосферы весьма высоки: их температура достигает 3—10 кэВ (температура электронов на порядок ниже). Поскольку ионы имеют широкое угловое распределение, они по мере приближения к Земле тормозятся земным магнитным барьером и в значительной части отражаются от него, увеличивая тем самым плотность своего пространственного заряда и создавая встречную разность потенциалов, направленную от ионосферы к магнитосфере. Это явление в принципе родственно (хотя, конечно, не тождественно) процессу формирования виртуального анода в ионном пучке. Присутствующие в системе электроны (как магнитосферного, так и ионосферного происхождения) частично компенсируют пространственный заряд ионов, благодаря чему протяженность области рассматри-

ваемого электростатического поля может весьма сильно превышать дебаевский радиус (1) частиц потока.

Существует теоретическая модель [70, 80, 81], в которой совокупное действие объемных зарядов четырех групп частиц (ионы и электроны из магнитосферы и ионосферы) в магнитном поле околоземной конфигурации приводит к формированию между магнитосферой и ионосферой (на расстоянии в один — полтора земных радиуса от поверхности Земли) двойного электрического слоя с разностью потенциалов, близкой к температуре ионов (3—10 кэВ) и шириной

$$L \approx (M/m)^{1/2} r_D, \quad (122)$$

где r_D — дебаевский радиус электронов. Эта модель претендует на качественное объяснение наблюдаемых V -структур и, вероятно, представляет собой шаг в нужном направлении; однако предстоит еще, по-видимому, немало таких шагов, чтобы прийти к достаточно однозначному объяснению изучаемого явления. К сказанному следует добавить, что в действительности, как об этом свидетельствуют наблюдения [82], может образоваться не один двойной слой, а целая вереница более слабых двойных слоев — с тем же самым интегральным эффектом ускорения частиц.

Чтобы проверить принципиальную возможность формирования двойного электрического слоя в указанных природных усло-

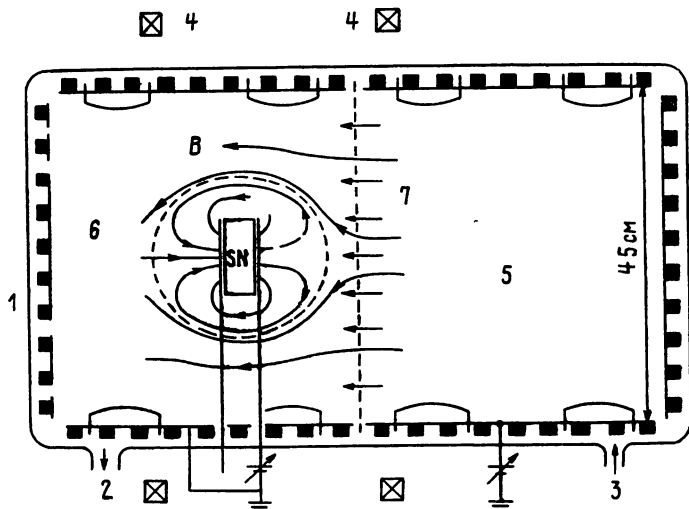


Рис. 23. Опыт Стензела и др. [83а]:

1 — вакуумная камера с плазмой; 2 — откачка; 3 — напуск газа; 4 — катушки Гельмгольца, создающие однородное магнитное поле; 5 — плазма ионного пучка; 6 — плазма мишени; 7 — ионный пучок; SN — постоянный магнит. Давление газа $p = (2-20) \cdot 10^{-8}$ мм рт. ст. Параметры плазмы: $n_e = 10^8$ см $^{-3}$, $T_e = 2$ эВ. Вблизи южного полюса магнита (S) образуется двойной слой

виях, Стензел с сотрудниками провел интересный модельный эксперимент, в котором была имитирована ситуация движения ионного пучка в плазме в модели земного магнитного диполя. Схема опыта Стензела [83] приведена на рис. 23. Опыт был проведен с помощью большого объема с плазмой и однородным магнитным полем в несколько десятков Гс. Внутрь этого объема был вставлен небольшой постоянный магнит с напряженностью поля в несколько кГс — так, что его магнитный момент был противоположен направлению однородного магнитного поля. Вдоль однородного поля в систему впускался пучок ионов Ag^+ , He^+ , H_2^+ с энергиями в несколько десятков эВ. Ионы двигались в сторону постоянного магнита, огибали его и часть ионов попадала на один из его полюсов. Принципиально важно, что ионы вблизи магнита были замагничены: их ларморовский радиус был меньше поперечных размеров пучка. Геометрия этого опыта напоминала, таким образом, магнитную конфигурацию в авроральной зоне Земли. Опыты дали замечательный результат: перед полюсом магнита (на достаточном удалении от его поверхности) — там, где на диаметре пучка укладывается несколько ларморовских кружков ионов, — образуется двойной электрический слой, ориентированный положительной поляризованностью в сторону магнита, несущий разность потенциалов, близкую к энергиям ионов пучка, и имеющий V-образную форму, аналогичную наблюдаемым V-структурам над авроральными зонами ионосферы (т. е. в зонах полярных сияний). Этот эксперимент говорит в пользу изложенной здесь точки зрения о «ионно-магнитосферном» механизме формирования двойных электрических слоев над ионосферой Земли.

В другом опыте той же группы авторов [83б] изучалось явление пересоединения магнитных силовых линий в плазме вблизи некоторой нейтральной плоскости, по обе стороны от которой имеются магнитные поля противоположных направлений (модель экваториальной области хвоста магнитосферы см. [72]). Пересоединение силовых линий провоцировалось пропусканием сравнительно небольшого тока по плазме вдоль нейтральной плоскости. Было обнаружено, что при пересоединении силовых линий индуцируемое электрическое поле формируется в двойной электрический слой, ускоряющий ионы вдоль нейтральной плоскости. Этот результат, возможно, имеет отношение к вопросу об источнике частиц, вызывающих полярные сияния (см. выше). В заключение данного раздела подчеркнем еще раз, что исследования механизма полярных сияний пока еще далеки от завершения и что из существующих в настоящее время различных точек зрения на этот механизм автор выбрал ту, которая ближе всего к предмету данного обзора (разумеется, впрочем, что кроме этого мотива не менее важным критерием было наличие приведенных выше наблюдательных и экспериментальных данных). Для более полного озна-

комления с состоянием данного вопроса рекомендуем читателю обратиться к цитированным выше первоисточникам и к наиболее новым работам [84, 85]; методическая сторона исследований отражена в работах [86].

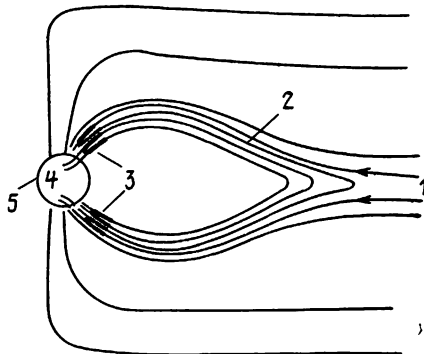


Рис. 24. Схема ночной стороны магнитосферы Земли [79]:

1 — потоки плазмы из хвоста магнитосферы в приполярные (авроральные) зоны Земли во время пересоединения магнитных силовых линий 2 (суббурия); 3 — V-образные потенциальные структуры (двойные электрические слои), ускоряющие электроны в направлении к Земле; 4 — области полярных сияний; 5 — поверхность Земли

Таким образом, модельные представления, изложенные в данном разделе, могут быть проиллюстрированы рисунком 24, схематически отражающим основные рассмотренные процессы.

7. СОЛИТОНЫ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКАХ

7.1. Физические представления о самосжатии (коллапсе) ленгмюровских волн

Солитоном принято называть уединенную волну — стационарный волновой пакет, в котором дисперсионное расплывание точно скомпенсировано нелинейным самосжатием. Солитоны в настоящее время играют принципиальную роль в естественных науках, и им посвящена весьма обширная литература (см., например, [8, 11, 12, 87—96]). Они, в частности, могут рассматриваться как структурные элементы сильной одномерной ленгмювской турбулентности (по этому поводу см. обзор [97]).

Здесь мы опишем солитоны, наблюдаемые экспериментально в электронных пучках, главным образом — ленгмювские солитоны. Согласно принятому в данном обзоре характеру изложения будут приведены лишь наиболее характерные примеры. За подробностями отсылаем читателя к книге [8] и цитированной там (и здесь) литературе. Но сначала остановимся

на изложении основных теоретических представлений о механизме образования солитонов (см. также обзор [97]).

Плазменные волны большой амплитуды (нелинейные волны) при определенных условиях проявляют модуляционную неустойчивость, которая ведет к их самосжатию и образованию солитонов. Перед рассмотрением физики этой неустойчивости мы обсудим некоторые понятия, которыми будем пользоваться в дальнейшем. Одним из таких понятий является сила динамического давления, выталкивающая плазму из области с повышенной напряженностью электрического поля колебаний [11, 88, 89] (эту силу иногда называют силой Миллера [98]). Мы будем пользоваться выражением для этой силы, справедливым в так называемом квазистатическом приближении, когда групповая скорость ленгмюровских волн много меньше скорости ионного звука:

$$\frac{\partial \omega}{\partial k} = 3kr_D \omega_p r_D \ll c_s = \omega_p r_D (m/M)^{1/2},$$

или

$$kr_D \ll \frac{1}{3} \left(\frac{m}{M} \right)^{1/2}. \quad (123)$$

В этом приближении объемная плотность силы динамического давления

$$\mathbf{F} = -n \nabla \frac{e^2 E_0^2}{4m\omega^2},$$

т. е. для ленгмюровских волн

$$\mathbf{F} = -\nabla W_E = -n \nabla T_-, \quad (124)$$

где $W_E = E_0^2 / 16\pi$ — плотность электрической энергии волн с амплитудой E_0 , а $nT_- = \frac{nmv_-^2}{2}$ — плотность механической энергии электронов, колеблющихся в волне с амплитудой скорости v_- . В последнем соотношении было принято во внимание, что в ленгмюровской волне плотности электрической и механической энергии равны друг другу (см. раздел 4):

$$nT_- = \frac{nmv_-^2}{2} = W_E = \frac{E_0^2}{16\pi},$$

где $v_- = \frac{eE_0}{m\omega_p}$. Сила F вызывает появление в плазме «ямки» плотности, глубина которой при условии (123) и при $T_- \ll T_e$ определяется равновесием между силой F и избытком теплового давления плазмы, возникающим вследствие образования ямки плотности:

$$\mathbf{F} = -\nabla W_E = -n \nabla T_- = \nabla nT,$$

т. е.

$$\frac{\delta n}{n} = \frac{\Delta W_E}{nT} = \frac{\Delta T_{\sim}}{T_{\sim}}, \quad (125)$$

где $T = T_e$ и ΔW_E — избыток плотности электрической (или механической) энергии в ямке плотности по сравнению с ее значением в окружающей плазме. В дальнейшем мы будем записывать соотношение (125) в виде

$$\frac{\delta n}{n} = \frac{W}{nT} = \frac{T_{\sim}}{T}, \quad (125')$$

понимая под W и T_{\sim} величины ΔW_E и ΔT_{\sim} соответственно.

Итак, сила динамического давления «роет» в плазме ямку плотности. Нетрудно видеть [99], что эта ямка будет концентрировать в себе ленгмюровскую волну, т. е. втягивать в себя плазмоны — кванты ленгмюровского поля. В самом деле, в любой волне фаза $\Phi = \omega t - \mathbf{k}\mathbf{r}$, частота $\omega = \frac{\partial \Phi}{\partial t}$, волновой вектор $\mathbf{k} = -\nabla \Phi$, и следовательно,

$$\frac{\partial \mathbf{k}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t} \nabla \Phi = -\nabla \frac{\partial \Phi}{\partial t} = -\nabla \omega,$$

или

$$\frac{\partial (\hbar \mathbf{k})}{\partial t} = -\nabla (\hbar \omega), \quad (126)$$

т. е. на ленгмюровской частоте $\frac{\partial (\hbar \mathbf{k})}{\partial t} = -\hbar \nabla \omega_p$. И поскольку $\hbar \mathbf{k}$ — это импульс плазмона, то последнее уравнение представляет собой уравнение движения плазмона под действием силы $-\hbar \nabla \omega_p$, обусловленной градиентом плотности в ямке и направленной в сторону ямки. Объемную плотность этой силы можно выразить, введя плотность ленгмюровских плазмонов

$$N = \frac{W_E + nT_{\sim}}{\hbar \omega_p}$$

— частное от деления плотности полной энергии волны на энергию одного плазмона. Используя очевидное соотношение

$$\frac{\delta \omega}{\omega_p} = -\frac{1}{2} \frac{\delta n}{n} = -\frac{1}{2} \frac{W}{nT}, \quad (127)$$

получаем объемную плотность искомой силы:

$$N \frac{\partial}{\partial t} (\hbar \mathbf{k}) = -N \hbar \nabla \omega_p = -T_{\sim} \nabla n = -W_E \frac{\nabla n}{n}.$$

Таким образом, если в плазме случайно возникает ямка плотности, то она частично захватывает волну, повышая плотность ее энергии в ямке. При этом возрастает сила (124), углубляющая ямку, что ведет к дальнейшей концентрации энергии волны в ямке, и т. д. В этом и состоит физический смысл модуляционной неустойчивости ленгмюровской волны [100].

Инкремент этой неустойчивости оказывается приблизительно равным нелинейному сдвигу частоты плазмона:

$$\gamma \simeq \frac{W}{nT} \omega_p. \quad (128)$$

Необходимо отметить, что проведенное рассмотрение модуляционной неустойчивости является достаточно упрощенным, поскольку в нем не учтена дисперсия ленгмюровской волны. В действительности, в такой волне

$$\omega = \omega_p + \frac{3}{2} k^2 r_D^2 \omega_p - \frac{1}{2} \frac{W}{nT} \omega_p, \quad (129)$$

и когда сила динамического давления «роет» в плазме ямку плотности, то полное изменение частоты, определяющее знак силы в соотношении (126), включает в себя как уменьшение ω вследствие уменьшения плотности плазмы, так и увеличение ω , связанное с возрастанием волнового числа колебаний. Поэтому модуляционная неустойчивость будет иметь место лишь в том случае, если рассмотренный выше нелинейный эффект превзойдет указанную здесь дисперсионную добавку к изменению частоты, т. е. при

$$\frac{W}{nT} > \frac{3}{2} (\kappa r_D)^2, \quad (130)$$

где κ — волновое число, отвечающее размеру образующейся ямки (имеется в виду, что $\kappa \ll k$). Иными словами, модуляционная неустойчивость имеет энергетический порог (130).

Более строгое рассмотрение этой неустойчивости проводится на основе так называемого «нелинейного уравнения Шредингера», являющегося нелинейным обобщением параболического уравнения теории дифракции (см., например, [11, 88, 89]). Из него вытекают два необходимых условия модуляционной неустойчивости: одно из них совпадает с условием (130), а второе — так называемый критерий Лайтхилла — имеет вид:

$$\alpha \frac{\partial^2 \omega}{\partial k^2} < 0, \quad (131)$$

где α — коэффициент, характеризующий нелинейный сдвиг частоты волны в соотношении

$$\omega = \omega_p + \frac{3}{2} k^2 r_D^2 \omega_p + \alpha E_0^2. \quad (132)$$

Согласно (132) и (129)

$$\alpha = - \frac{\omega_p}{32\pi nT}. \quad (133)$$

Критерий Лайтхилла справедлив только в том приближении, в котором можно говорить о волновом пакете, а именно, когда размер волнового образования \mathcal{L} значительно превышает длину исходной волны: $\mathcal{L} \gg \lambda$, или

$$\kappa = \frac{2\pi}{\mathcal{L}} \ll k = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (134)$$

Для ленгмюровских волн (при принятом условии (123)) критерий Лайтхилла выполняется, поскольку $\alpha < 0$ и $\frac{\partial^2 \omega}{\partial k^2} = 3r_D^2 \omega_p > 0$, т. е. произведение $\alpha \frac{\partial^2 \omega}{\partial k^2} < 0$.

Модуляционная неустойчивость может привести к образованию ленгмюровского солитона. Поясним, как это происходит. Пусть в одномерном пакете ленгмюровских волн заключена достаточно большая энергия поля, с «запасом» удовлетворяющая пороговому условию (130). Тогда пакет начнет схлопываться, а его энергия (при отсутствии внешней накачки и диссипации) будет сохраняться: $W \cdot \mathcal{L} = \text{const}$, т. е. $W \sim \mathcal{L}^{-1}$. Поскольку дисперсионная добавка к частоте колебаний $\frac{3}{2} (\kappa r_D)^2 \omega_p$ будет при этом возрастать пропорционально \mathcal{L}^{-2} (т. е. более резко, чем W), то при некотором \mathcal{L}^* вместо первоначального неравенства (130) будет выполняться равенство

$$\frac{W}{nT} = (\kappa r_D)^2; \quad (135)$$

процесс схлопывания пакета остановится и образуется самосжатый волновой пакет, или солитон-уединенная ленгмюровская волна, или ямка плотности плазмы, заполненная ленгмюровскими колебаниями (каверна [101]).

В рассмотренном одномерном случае при $L > L^*$ преобладает нелинейность (схлопывание пакета), при $L < L^*$ преобладает дисперсия (расплывание пакета), при $L = L^*$ эффекты нелинейности и дисперсии точно уравниваются. Легко видеть, что равновесное состояние возможно только в одномерном случае. В самом деле, в двумерном случае $W \sim L^{-2}$, в трехмерном $W \sim L^{-3}$, и поскольку дисперсионная добавка к частоте по-прежнему L^{-2} , то нелинейность не компенсируется дисперсией и пакет коллапсирует [101].

Электрическое поле рассмотренного ленгмюровского солитона [102] — так называемого солитона огибающей — имеет вид:

$$E(z, t) = \frac{E_0}{\text{ch}[k_0(z - ut)]} \exp[i(kz - \omega t)], \quad (136)$$

где $u \ll c_s$ — скорость распространения, а k_0 — величина, характеризующая ширину солитона [102]. До сих пор мы предполагали, что $k_0 \ll k$, т. е. что размер солитона много больше длины волны (как в классическом волновом пакете); соответственно амплитуда солитона сравнительно небольшая. Однако существует (и более того — представляет наибольший интерес) также и ленгмюровский солитон большой амплитуды, структура которого также описывается соотношением (136), но $k_0 \gg k$ и ширина значительно меньше длины волны (!). При его форми-

ровании модуляционная неустойчивость проявляется в том, что сама исходная волна оказывается огибающей нового, более коротковолнового поля, возникающего вследствие неустойчивости [11, 102]. Естественно, что такая коротковолновая разнородность модуляционной неустойчивости имеет более высокий энергетический порог, который теперь составляет:

$$\frac{W}{nT} \simeq (kr_D)^2. \quad (137)$$

Частота колебаний в ленгмюровском солитоне большой амплитуды

$$\omega = \omega_p + \frac{3}{2} r_D^2 (k^2 - k_0^2) \omega_p, \quad (138)$$

где

$$k \ll k_0 = r_D^{-1} (W/6nT)^{1/2}, \quad (139)$$

$$u = \frac{\partial \omega}{\partial k} = 3\omega_p r_D^2 k < c_s. \quad (140)$$

Понижение частоты в солитоне большой амплитуды $\frac{\Delta\omega_p}{\omega_p} = \frac{1}{4} \frac{\delta n}{n}$ вдвое меньше, чем в солитоне малой амплитуды. Это объясняется тем, что нелинейное понижение частоты $\frac{1}{2} \delta n/n$ наполовину компенсируется дисперсионным повышением частоты, связанным с пространственной локализацией волны. В рассматриваемом солитоне частота колебаний меньше, чем в окружающей плазме, и ленгмюровское колебание оказывается запертым в ямке плотности (каверне [101]), как в резонаторе. (В солитоне малой амплитуды запирающая часть колебаний не происходит, поскольку нелинейный сдвиг частоты — третье слагаемое в правой части (132) — оказывается меньше дисперсионного (второе слагаемое в правой части (132)). Характерная ширина Δ солитона большой амплитуды определяется соотношениями [8]:

1) на уровне $1/e$ от амплитуды поля E

$$\Delta_E \simeq \frac{3,3}{k_0} \simeq r_D \left(\frac{60nT}{W} \right)^{1/2} \simeq r_D \left(\frac{60n}{\delta n} \right)^{1/2}; \quad (141)$$

2) на уровне $1/e$ от интенсивности поля E^2

$$\Delta_{E^2} \simeq \frac{2,2}{k_0} \simeq r_D \left(\frac{30nT}{W} \right)^{1/2} \simeq r_D \left(\frac{30n}{\delta n} \right)^{1/2}; \quad (142)$$

3) ширина ямки плотности плазмы

$$\Delta_n = \Delta_{E^2} \simeq r_D \left(\frac{30n}{\delta n} \right)^{1/2}. \quad (143)$$

Размер Δ характеризует тот масштаб, на котором нелинейное самосжатие волнового пакета компенсируется его дисперсионным расплыванием. Ниже, при сопоставлении теории с экспериментом, мы будем пользоваться приведенными выражениями для ширины солитона — в зависимости от того, какая величина измеряется на опыте, а именно: по осциллограмме индикатора поля E (ВЧ зонд) мы будем определять ширину Δ_E , а по ос-

циллограмме индикатора плотности плазмы (диагностический резонатор)* — ширину Δ_n .

Из соотношений (141) ÷ (142) видно, что ширина солитона уменьшается с увеличением его амплитуды. Последняя определяется условиями накачки и ограничивается затуханием Ландау — при размерах Δ , соизмеримых с электронным дебаевским радиусом.

Рассмотрим теперь вопрос о том, какие параметры должен иметь электронный пучок в плазме, чтобы могло быть выполнено пороговое условие (137) возбуждения модуляционной неустойчивости. Иначе говоря, в каких пучках можно ожидать возникновения ленгмюровских солитонов? Чтобы ответить на этот вопрос, нужно выразить величины, входящие в соотношение (137), через параметры системы пучок—плазма. Поскольку $k = \omega_p / u_0$, то $(kr_D)^2 = T_e / 2W_1$, и порог неустойчивости (137)

$$\frac{W}{nT_e} = \frac{T_e}{2W_1} \quad (144)$$

Выразим теперь величину $W = E_0^2 / 16\pi$ через параметры системы. Поле E_0 достигнет максимально возможной величины, когда ленгмюровская волна будет захватывать электроны пучка. Захваченные частицы совершают в поле волны колебания, частоту которых легко определить из уравнения колебаний:

$$m\ddot{z} = -eE_0 \sin kz, \quad (145)$$

где z — продольная координата. Заменяя $\sin kz \approx kz$, находим:

$$\ddot{z} + \frac{eE_0 k}{m} z = 0,$$

откуда частота колебаний

$$\omega_b = \left(\frac{ekE_0}{m} \right)^{1/2}. \quad (146)$$

Пока не было захвата пучка волной, моноэнергетический пучок раскачивал волну с инкрементом

$$\gamma \approx \omega_p (n_1/n)^{1/3} ** \quad (147)$$

Вследствие захвата пучка волной раскачка волны почти прекратится (по той же причине, по которой прекращается затухание Ландау монохроматической волны большой амплитуды). Это произойдет при такой амплитуде волны, при которой частота колебаний захваченных электронов (146) сравняется с инкрементом γ пучковой неустойчивости***. Поэтому, приравнявая частоту ω_b из (146) инкременту (147), получим оценку для максимальной плотности энергии волны:

$$\frac{E_0^2}{16\pi} = \frac{1}{2} n_1 \frac{mu_0^2}{2} \left(\frac{n_1}{n} \right)^{1/3} \quad (148)$$

* См. следующий раздел и [8].

** См. [6].

*** При $\omega_b > \gamma$ захваченные частицы за время $1/\gamma$ успевают бы неоднократно отражаться от переднего и заднего потенциальных барьеров волны и средний (за период колебаний частиц в потенциальной яме) энергообмен между ними и волной был бы близок к нулю ([22]).

Комбинация этого результата с пороговым условием (137) позволяет записать это условие в виде:

$$\frac{mu_0^2/2}{T_e} \geq \left(\frac{n}{n_1}\right)^{2/3},$$

или

$$\frac{n_1 \frac{mu_0^2}{2}}{nT} \geq \left(\frac{n_1}{n}\right)^{1/3}. \quad (149)$$

Например, если $n_1 \approx 10^{-2}n$ (что близко к условиям обсуждаемых ниже экспериментов), то энергия электронов пучка должна быть ограничена снизу:

$$W_1 \equiv \frac{mu_0^2}{2} \geq 25 T_e; \quad (150)$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{при } T_e = 10 \text{ эВ} \quad W_1 \geq 250 \text{ эВ,} \\ \text{при } T_e = 1 \text{ эВ} \quad W_1 \geq 25 \text{ эВ} \end{array} \right\}. \quad (150')$$

Эти условия несложно выполнить в экспериментах (см. следующий параграф).

В заключение этого раздела укажем на еще одно (довольно принципиальное) отличие солитонов большой амплитуды от солитонов малой амплитуды (амплитуда последних обычно ограничивается соотношением $\frac{W}{nT} \leq m/M$). Оно проявляется в процессах взаимных столкновений ленгмюровских солитонов. Согласно расчетам на ЭВМ [97], солитоны малой амплитуды выходят из столкновений неизменными, а солитоны большой амплитуды имеют тенденцию сливаться. В последнем случае избыток энергии, возникающий вследствие законов сохранения, выделяется в виде цугов ионно-звуковых волн, которые, в свою очередь, дробят солитоны. В результате подобных процессов устанавливается состояние сильной одномерной ленгмюровской турбулентности (см. [97]). Интересно напомнить, что когда динамика ленгмюровских солитонов большой амплитуды еще не была известна, некоторые авторы (см., например, первый обзор по солитонам [87]) были склонны включать в определение понятия «солитон» свойство уединенных волн (как теперь ясно, отнюдь не всех) не изменяться при взаимных столкновениях. В свете сказанного здесь такое определение является, конечно, слишком частным.

По затронутым вопросам рекомендуем читателю также обзоры [103—107].

7.2. Ленгмюровские солитоны в электронных пучках (эксперимент)

Нелинейные самосжатые одномерные ленгмюровские волны наблюдались в опытах [108, 109] с немагнитиченной плазмой, пронизываемой двумя встречными электронными пучками, модулируемыми на ленгмюровской электронной частоте (см. также работы [110, 111], в которых использовался один пучок). Они иллюстрируются рис. 25, в нижней части которого

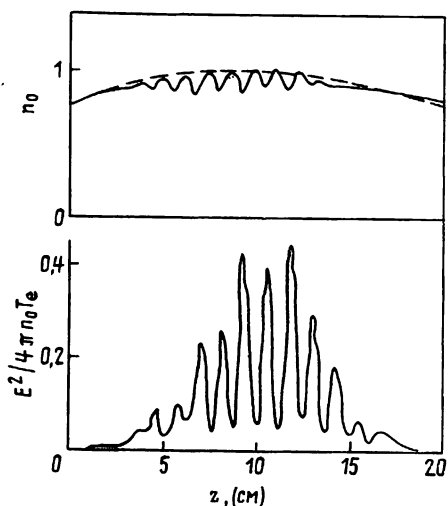


Рис. 25. Ямки плотности n_0 и сгустки энергии электрического поля $E^2/4\pi n_0 T$, в стоячих нелинейных ленгмюровских волнах, возбуждаемых встречными электронными пучками [108, 109]

показано распределение амплитуды электрического поля ленгмюровских волн по длине системы пучок—плазма, а в верхней части — продольный профиль плотности плазмы. Видно, что ленгмюровские волны концентрируются в ямках плотности плазмы. Пространственный период приведенной картины равен $\lambda/2$ — половине длины ленгмюровской волны, определяемой черенковским условием: $\lambda = u_0/f_p$, где u_0 — скорость электронов пучка. Полуширина пиков электрического поля оказывается значительно меньшей и при достаточно большой плотности энергии волн уменьшается до $7r_D$. Показанные на рис. 25 периодические обра-

зования, ширина которых много меньше расстояния между ними, согласно существующему определению [89, 93], представляют собой самосжатые волны, которые, по-видимому, правильнее назвать скорее кноидальными волнами, нежели солитонами, хотя механизм их формирования — тот же.

В других опытах [8, 112, 113], проведенных на замагнитиченной плазме (рис. 26), пронизываемой немодулированным электронным пучком, наблюдались не только самосжатые волны типа кноидальных (рис. 27), но и — впервые — ленгмюровские солитоны (рис. 28). В отличие от тех волн, которые мы склонны называть кноидальными волнами, они не являются периодическими в пространстве (имеется в виду, конечно, периодичность огибающей амплитуды). На двух последних рисунках верхние осциллограммы показывают протектированную огибающую амплитуд ленгмюровских волн с частотами 300—

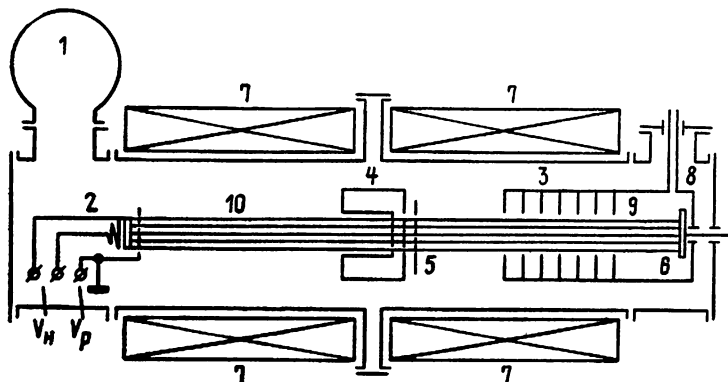


Рис. 26. Экспериментальная установка:

1 — вакуумный насос; 2 — электронная пушка; 3 — линия задержки газа; 4 — диагностический резонатор; 5 — ВЧ-зонд; 6 — коллектор пучка; 7 — катушки магнитного поля; 8 — подача газа в разрядную камеру; 9 — плазменный шнур

600 МГц: увеличение амплитуды — отклонение луча осциллографа вниз; нижние осциллограммы показывают продольный

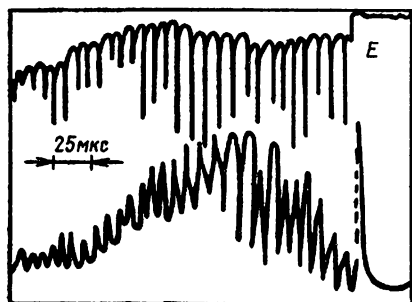


Рис. 27. Осциллограммы индикаторов электрического поля ленгмюровских волн с частотой (300—350) МГц (верхняя) и ямок плотности плазмы (нижняя).

Плотность плазмы $n = 1 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, энергия электронов пучка $W_1 = 900 \text{ эВ}$. Развертка 25 мкс/деление. Относительная депрессия плотности в наиболее глубоких ямках $\delta n/n \approx 0,3$. Обрыв сигналов в конце осциллограмм связан с выключением электронного пучка [112—113]

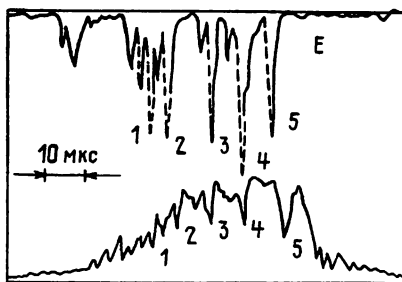


Рис. 28. Осциллограммы индикаторов электрического поля ленгмюровских волн (верхняя, отклонение луча вниз) и плотности плазмы (нижняя, отклонение луча вверх). Развертка 10 мкс/деление. Плотность плазмы в максимуме: $n = (3-3,5) \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, частота волн $f = 500 \text{ МГц}$, $W_1 = 300 \text{ эВ}$

профиль плотности плазмы: отклонение вниз — ямки плотности (подробнее см. в [8]). Рассматриваемые солитоны и кноидальные волны были одномерными: их поперечный размер состав-

лял около 6 см, т. е. в десятки раз превышал характерную ширину Δ . Видно, что нелинейные образования рис. 27—28 представляют собой результат развития модуляционной неустойчивости на волнах, коротких по сравнению с исходной ленгмюровской волной, из которой они возникли. В самом деле, характерная ширина наиболее интенсивных нелинейных волн на рис. 28 составляет всего $\sim 5r_D \approx 3$ мм, тогда как половина длины исходной ленгмюровской волны $\frac{\lambda}{2} = \frac{u_0}{v f_p} \approx 3$ см.

В соответствии с терминологией § 28 можно считать, что в описанных опытах наблюдалась коротковолновая разновидность модуляционной неустойчивости. Она была выражена достаточно сильно: относительная глубина ямок плотности на рис. 26 достигала величины $\delta n/n = 30\%$.

Принципиально важно сопоставить параметры наблюдавшихся ленгмюровских солитонов и самосжатых волн с теоретическими соотношениями (141)—(143). Опыты [112, 113] показали, что характерная ширина солитонных ямок имеет порядок $10r_D$ (а самых глубоких — около $(5 \div 6)r_D$); она приблизительно на порядок меньше длины ленгмюровской волны и уменьшается с увеличением глубины ямки — в качественном соответствии с теоретической формулой (143). Количественное сопоставление [8] дает следующий результат: на опыте солитонные ямки оказываются приблизительно в 2—3 раза более узкими, чем по изложенной теории. Такой результат, по-видимому, следует считать согласием между теорией и экспериментом. Опыты [112, 113] также подтвердили теоретическое соотношение (137), определяющее порог коротковолновой модуляционной неустойчивости, ведущей к образованию солитонов. Оценки [8, 113], выполненные на основании опытов, дали величину электрического поля в уединенных ленгмюровских волнах: $E = 150$ В/см.

Принципиальная особенность наблюдавшихся солитонов состоит также в их устойчивости: их время жизни определяется только временем пролета через всю установку и составляет десятки мкс, т. е. десятки тысяч периодов ленгмюровских колебаний (в опытах [112, 113] солитоны «вморожены» в плазму и распространяются вдоль установки вместе с движущейся плазмой). За указанное время жизни солитоны — после выключения создавшего их электронного пучка — пробегают расстояния, много большие их собственного размера, откуда и следует, что они являются уединенными (нерасплывающимися) волнами. (Классический волновой пакет не является уединенной волной: он испытывает дисперсионное расплывание уже на расстоянии в один собственный размер). Указанное свойство наблюдавшихся ленгмюровских солитонов иллюстрируется на рис. 29.

Устойчивость ленгмюровских солитонов в опытах [112, 113] удалось наблюдать благодаря тому, что в них был реализован бесстолкновительный режим: характерное время столкнове-

ний электронов больше пролетного времени солитона сквозь всю установку. (Для сравнения укажем, что в опытах [108—111] режим был сильно столкновительным и после выключения пучка самосжатые волновые пакеты мгновенно затухали, не успев сдвинуться с места (подробнее см. в [8]).

В опытах [114] наблюдались солитоны на ветви косых ленгмюровских волн с дисперсией

$$\omega = \omega_p \frac{k_z}{(k_z^2 + k_{\perp}^2)^{1/2}}. \quad (151)$$

Рис. 30 демонстрирует один и тот же цуг волн, наблюдаемый в режиме свободного пролета (вместе с плазмой) — после выключения электронного пучка, создавшего волны. Осциллограммы огибающей электрического поля волн сняты на различных расстояниях от места зарождения солитонов, с временной задержкой в 15 мкс. Видно, что сгустки электрического поля волн не расплываются по мере распространения (вместе с плазмой), а наоборот — даже испытывают самосжатие. Скорость распространения сгустков поля относительно установки совпадает со скоростью движения плазмы: сгустки «вморожены» в плазму и движутся вместе с ней. (За подробностями опять-таки отсылаем читателя к [8]).

Следует отметить, что на ветви волн (151) существует также и совсем другой солитон. В отличие от медленного солитона, рассмотренного здесь и связанного с модуляционной неустойчивостью волн, этот солитон (уединенная волна пространственного заряда) — быстрый, распространяющийся

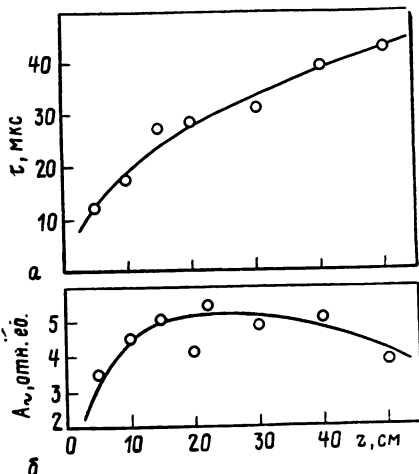


Рис. 29. Иллюстрация устойчивости солитонов:

a — задержка τ времени прихода на зонд сгустка ленгмюровских волн в зависимости от смещения зонда вдоль рабочего объема; *b* — зависимость амплитуды электрического поля в сгустке волн от пройденного им расстояния

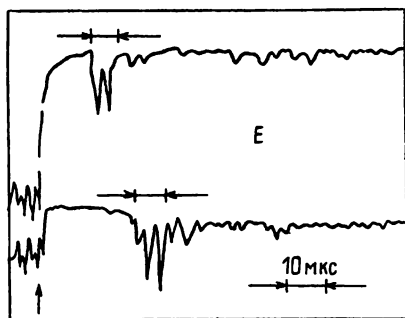


Рис. 30. Осциллограммы двух индикаторов электрического поля волн, удаленных один от другого на 80 см. Развертка 10 мкс/деление. Примеры самосжатия волн за время пролета вдоль установки [113]

В отличие от медленного солитона, рассмотренного здесь и связанного с модуляционной неустойчивостью волн, этот солитон (уединенная волна пространственного заряда) — быстрый, распространяющийся

со скоростью, например, в 10^3 раз большей скорости ионного звука (за подробностями отсылаем читателя к [8], где даны ссылки на литературу по данному вопросу).

7.3. О ленгмюровских солитонах в космосе (наблюдения)

Во время полета ракет «Вояджер» к Юпитеру в 1979 г. были получены интересные данные, указывающие на возможность существования ленгмюровских солитонов в солнечном ветре. На рис. 31 показана осциллограмма электрического поля ленг-

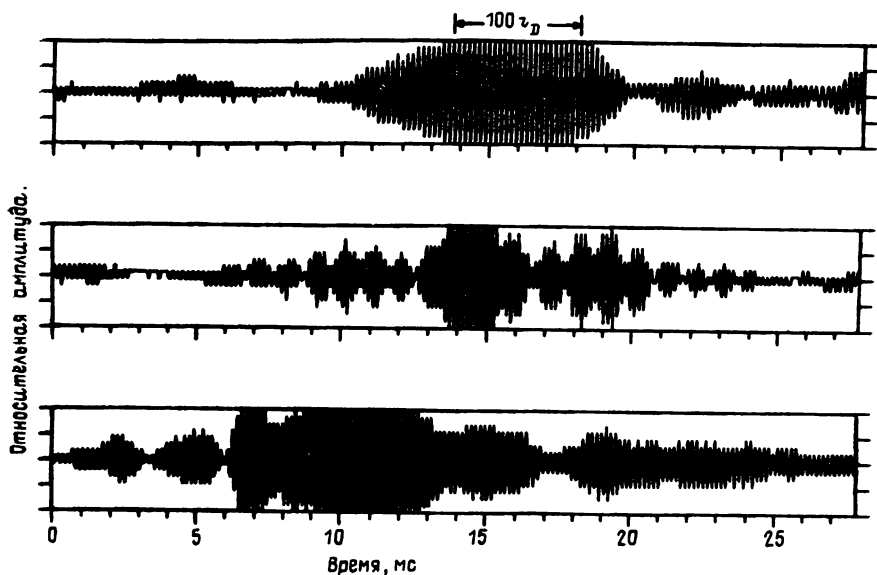


Рис. 31. Осциллограммы электрического поля ленгмюровских волн [115]

мюровских волн (на электронной плазменной частоте $f = f_p = 5,6$ кГц), возбуждаемых в плазме солнечного ветра пучком электронов с энергией около 25 кэВ, инжектируемым в эту плазму с дневной стороны магнитосферы Юпитера (плотность плазмы около $0,5 \text{ см}^{-3}$). Согласно интерпретации авторов [115] этот результат означает образование каверны с запертым в ней сгустком электрического поля ленгмюровских волн, неподвижной относительно плазмы и распространяющейся вместе с ней со скоростью солнечного ветра ($\sim 4 \cdot 10^7$ см/с). В соответствии с содержанием предыдущего раздела временной масштаб модуляции электрического поля можно перевести в пространственный, и тогда оказывается, что ширина каверны (~ 50 мс) составляет около $100 r_D$, где электронный дебаев-

ский радиус $r_D \approx 20$ м (электронная температура $T_e \approx 5$ эВ). Измерения электрических полей плазменных волн и параметров плазмы приблизительно согласуются с соотношением

$$\frac{E^2}{16\pi n T} \approx (\kappa r_D)^2,$$

где $E \approx 10^{-4}$ В/см и $\kappa \approx \pi/100 r_D$.

Авторы [115] считают, что эти измерения — первое прямое свидетельство формирования ленгмюровских солитонов огибающих (модуляционной неустойчивости) в солнечном ветре.

Именно модуляционной неустойчивостью, уменьшающей фазовые скорости ленгмюровских волн и выводящей их таким образом из черенковского резонанса с электронным пучком, объясняют наблюдатели тот весьма интересный факт, что пучок электронов с энергией в десятки кэВ пронизывает плазму солнечного ветра, проходя без существенных потерь энергии, по меньшей мере, половину расстояния от Земли до Солнца [115].

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, в данном обзоре рассмотрен определенный круг коллективных (волновых) взаимодействий электронных пучков с плазмой. Этот круг, согласно замыслу автора, с самого начала четко ограничен теми взаимодействиями, которые происходят с наибольшей силой. Существуют два основных фактора, определяющие силу рассматриваемых взаимодействий: во-первых, это гидродинамический режим, при котором практически все частицы пучка раскачивают волну когерентно; во-вторых, это большая плотность пучка, при которой пучок (компенсированный частицами противоположного знака) удовлетворяет критерию (1) и может сам по себе рассматриваться как плазменная система. Отбор коллективных явлений по двум указанным критериям привел к тому, что в обзоре не рассматривается кинетический режим взаимодействия, в котором волна раскачивается не всеми частицами пучка, а только их частью — так называемыми резонансными частицами.

Рассматриваемые в обзоре гидродинамические коллективные взаимодействия электронных пучков с плазмой выражаются в целом ряде сильно нелинейных явлений — таких, например, как срыв тока пучка, ускорение (нагрев) частиц плазмы, когерентное рассеяние электромагнитных волн и другие. Эти явления находят применение в экспериментальных исследованиях по созданию высокотемпературной плазмы в магнитных ловушках и по новым методам ускорения заряженных частиц (литературу об этом см., например, в [8]) и особенно эффективное применение — в новейших методах всеволновой генерации электромагнитных волн (раздел 5). Результаты рассмотренных исследований представляют принципиальный интерес для фи-

зики нелинейных волн в плазме и для проверки теории. Что же касается экспериментального обнаружения солитонов, то оно представляет более общий интерес — для физики нелинейных волн вообще.

Наиболее актуальными задачами в рассматриваемой области представляются: дальнейшая разработка нелинейной теории различных пучковых неустойчивостей, пучково-плазменных генераторов электромагнитных волн, теории формирования солитонов и коллапса волн при наличии пучковой «накачки», а также теории формирования двойных электрических слоев (и вообще — электростатических структур) в пространственно ограниченных потоках заряженных частиц, распространяющихся в сильно неоднородных магнитных полях.

Что касается связи теории с экспериментом, то в настоящее время можно констатировать их хорошее соответствие — в целом. Эта связь, однако, могла бы стать существенно более тесной, если бы, с одной стороны, нелинейная теория разрабатывалась применительно к тем ситуациям, которые имеют место в реальном эксперименте (длинные замагниченные пучки малого диаметра и т. п.) и, с другой стороны, были бы продолжены эксперименты в условиях, соответствующих существующим теоретическим моделям (плоская геометрия, неоднородные магнитные поля и т. п.).

Результаты исследования коллективных пучково-плазменных взаимодействий используются также в космических исследованиях и в плазмохимии; здесь, однако, основными объектами изучения являются кинетика релаксации энергетического спектра пучка [116] и формирования такой функции распределения частиц плазмы, которая была бы наиболее подходящей для химических реакций [117]. Но это уже другая область, далеко выходящая за рамки данного обзора.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Langmuir I.* «Phys. Rev.», 1925, 26, 585; «Proc. Nat. Acad. Sci. (Washington)», 1928, 14, 627
2. *Tonks L., Langmuir I.* «Phys. Rev.», 1929, 33, 195
3. *Pierce J. R.* «Journ. Appl. Phys.», 1944, 15, 721
4. *Pierce J. R.* «Journ. Appl. Phys.», 1948, 19, 231
5. *Ахизер А. И., Файнберг Я. Б.* ЖЭТФ, 1951, 21, 1262
6. а) *Файнберг Я. Б.* «Атомная энергия», 1961, 11, 313
б) *Файнберг Я. Б.* «Укр. физич. журн.», 1978, 23, 1885
7. *Bohm D., Gross E. P.* «Phys. Rev.», 1949, 75, 1851, 1864
8. *Незлин М. В.* Динамика пучков в плазме. М.: Энергоиздат, 1982
9. *Garonov A. V., Petelin M. I., Flyagin V. A.* «Tenth Europ. Conf. Contr. Fusion Plasma Phys.», Moscow, 1981. Vol. 2: Invited Papers, p. 48 (см. также цитированную там литературу)
10. *Аликаев В. В. и др.* «Физика плазмы», 1983, 9, 336
11. *Кадомцев Б. Б.* Коллективные явления в плазме. М.: Наука, 1976

12. Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З. Физика плазмы для физиков. М.: Атомиздат, 1979
13. Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей. М.: Атомиздат, 1975, а) т. 1, б) т. 2
14. Солошенко И. А. Коллективные процессы в ионно-пучковой плазме. Автореф. дисс. на соиск. учен. степени докт. физ.-мат. наук, Киев, 1983 (Ин-т физики АН УССР)
15. а) Рухадзе А. А., Шафер В. Ю. «Письма в ЖЭТФ», 1983, 38, 55
б) Иенатов А. М., Рухадзе А. А. «Физика плазмы», 1984, 10, 112
16. Владимиров В. В., Мосиук А. Н., Мухтаров М. А. «Физика плазмы», 1983, 9, 992
17. Гуринская Т. М., Волокитин А. С. «Физика плазмы», 1984, 10, 898
18. Жаринов А. В. «Письма в ЖЭТФ», 1978, 17, 508
19. Попов Ю. С. «Письма в ЖЭТФ», 1966, 4, 1352
20. а) Рухадзе А. А., Богданкевич Л. С., Рухлин В. Г., Росинский С. Е. Физика сильноточных релятивистских пучков. М.: Атомиздат, 1980
б) Богданкевич Л. С., Кузелев М. В., Рухадзе А. А. УФН, 1981, 133, 3
21. Коваленко В. П. УФН, 1983, 139, 223
22. Шафранов В. Д. — В сб.: «Вопросы теории плазмы» под ред. М. А. Леонтовича, вып. 3, с. 3. М.: Атомиздат, 1963
23. Vineman O. «Phys. Rev. Lett.», 1958, 1, 8. «Phys. Rev.», 1959, 115, 503
24. Ishihara O., Hirose A., Langdon A. B. «Phys. Fluids», 1981, 24, 452, 610
25. Кузелев М. В., Рухадзе А. А., Филиппычев Д. С. «Краткие сообщения по физике», 1981, вып. 5, с. 25
26. Галеев А. А., Сагдеев Р. З., Шапиро В. Д., Шевченко В. И. ЖЭТФ, 1981, 81, 572
27. Белова Н. Г., Галеев А. А., Сагдеев Р. З., Сигов Ю. С. «Письма в ЖЭТФ», 1980, 31, 551
28. Волокитин А. С., Красносельских В. В. «Физика плазмы», 1982, 8, 800
29. Буланов С. В., Сасоров П. В. ЖЭТФ, 1984, 86, 479
30. Владимиров В. В. ДАН СССР, 1965, 162, 785; 164, 775
31. Пирс Дж. Р. Почти все о волнах. М.: Мир, 1976, гл. II
32. Люиселл У. Связанные и параметрические колебания. М.: ИЛ, 1963
33. Вильгельмссон Х., Вейланд Я. Когерентное нелинейное взаимодействие волн в плазме. М.: Энергоиздат, 1981, с. 59
34. Кадомцев Б. Б., Михайловский А. Б., Тимофеев А. В. ЖЭТФ, 1964, 47, 2266
35. Островский Л. А., Степанянц Ю. А., Цимринг Л. Ш. — В сб. «Нелинейные волны», под ред. А. В. Гапонова — Грехова и М. И. Рабновича, с. 204. М.: Наука, 1983 (см. также цитированную там литературу)
36. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1982, § 80
37. Гинзбург В. Л. Теоретическая физика и астрофизика. М.: Наука, 1975, гл. 7, 15
38. Тамм И. Е. УФН, 1959, 68, 387
39. Франк И. М. УФН, 1979, 129, 685
40. Шустин Е. Г., Попович В. П., Харченко И. Ф. ЖЭТФ, 1970, 59, 657
41. Ginzburg V. L. «Izv. AN SSSR, Ser. fiz.», 1947, 11, 165
42. Arutyunian F. R., Tumanian V. A. «Phys. Lett.», 1963, 4, 176
43. Kapitza P. L., Dirac P. A. M. «Proc. Camb. Phil. Soc.», 1933, 29, 297
44. Kwan T., Dawson J. M., Lin A. T. «Phys. Fluids», 1977, 20, 581
45. Granatstein V. L. et al. «Appl. Phys. Lett.», 1977, 30, 384
46. Elias R. L. et al. «Phys. Rev. Lett.», 1976, 36, 717.
47. Deacon D. A. G. et al. «Phys. Rev. Lett.», 1977, 38, 892
48. McDermott D. B. et al. «Phys. Rev. Lett.», 1978, 41, 1368.
49. McDermott D. B. et al. «Comments Plasma Phys. Contr. Fusion Res», 1978, 3, 165
50. Goldenbach R. M., Marshall T. C., Schlesinger S. P. «Phys. Fluids», 1979, 22, 971

51. Parker R. K. et al. «Phys. Rev. Lett.», 1982, 48, 238
52. Sprangle P., Drobot A. T. «IEEE Trans.», 1977, МТТ—25, 528
53. Сб. «Генераторы когерентного излучения на свободных электронах», пер. с англ. М.: Мир, 1983
54. Незлин М. В., Тактакишвили М. И., Трубников А. С. ЖЭТФ, 1971, 60, 1012
55. Незлин М. В., Солнцев А. М. ЖЭТФ, 1967, 53, 437
56. Незлин М. В., Тактакишвили М. И., Трубников А. С. ЖЭТФ, 1968, 55, 397
57. Куделайнен В. И., Пархомчук В. В., Пестриков Д. В. ЖТФ, 1983, 53, 870
58. Iizuka S. et al. «Phys. Rev. Lett.», 1979, 13, 1404
59. Iizuka S., et al. «Journ. Phys. Soc. Japan», 1983, 52, 1618
60. Незлин М. В., Тактакишвили М. И., Трубников А. С. ЖТФ, 1976, 46, 64
61. Ерофеев В. С., Лесков Л. В.— В сб. «Физика и применение плазменных ускорителей». Минск.: Наука и техника, 1974, с. 23
62. Улсон К. Л. «Физика плазмы», 1977, 3, 465.
63. Семашко Н. Н. и др. Инжекторы быстрых атомов водорода. М.: Энергоиздат, 1981.
64. Незлин М. В. ЖЭТФ, 1961, 41, 1015.
65. Незлин М. В., Солнцев А. М. ЖЭТФ, 1963, 45, 840.
66. а) Block L. P. «Astrophys. and Space Phys.», 1978, 55, 59. б) Kan J. R., Lee L. C. «Journ. Geophys. Res.», 1980, 85, A2, 788
67. Langmuir I. «Phys. Rev.», 1929, 33, 954
68. Bohm D. — в сб. «The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields», ed. by A. Guthrie and R. K. Wakerling. N.-Y., 1949
69. Незлин М. В. «Физика плазмы», 1981, 7, 1048.
70. Akasofu S.-I. «Rep. Progr. Phys.», 1981, 44, 1123
71. а) Mozer F. S. et al. «Phys. Rev. Lett.», 1977, 38, 292
б) Torbert R. B., Mozer F. S. «Geophys. Res. Lett.», 1978, 5, 135
72. Алексеева Л. М. — В сб. «Итоги науки и техники. Физика плазмы», под ред. В. Д. Шафранова, вып. 4, с. 113. М.: ВИНТИ, 1983.
73. Антонова Е. Е., Тверской Б. А. «Геомагнетизм и аэрономия», 1975, 15, 105
74. Knight L. «Planet. Space Sci.», 1973, 21, 741
75. Кадоццев Б. Б.— В сб. «Нелинейные волны» под ред. А. В. Гапонова — Грехова, с. 131. М.: Наука, 1979.
76. Сыроватский С. И. «Природа», 1978, № 6, 84.
77. McPerron R. «Rev. Geophys. Space Phys.», 1979, 17, 657
78. Акасофу С.—И., Чепмен С. Солнечно-земная физика. Ч. 2, гл. 6. М.: Мир, 1975
79. Swift D. W. «Space Sci. Rev.», 1978, 22, 35
80. Lee L. C., Kan J. R. — в сб. «Physics of Auroral Arc Formation», ed. by S.-I. Akasofu and J. R. Kan. Washington, 1981
81. Wagner J. S. et al. «Phys. Rev. Lett.», 1980, 45, 803
82. Temerin M., et al. «Phys. Rev. Lett.», 1982, 48, 1175
83. а) Nakamura Y., Stenzel R. L. «Sympos. on Plasma Double Layers», Risø Nat. Lab., Denmark, 1982, p. 153.
б) Stenzel R. L., Gekelman W., Wild N., ibid, p. 181.
84. а) Тверской Б. А. «Геомагнетизм и аэрономия, 1982, 12, 991; 966. УФН, 1983, 139, 737; см. также «ДАН СССР», 1969, 188, 575.
б) Антонова Е. Е. «Геомагнетизм и аэрономия», 1979, 19, 871
85. Kan J. R. «Space Sci. Rev.», 1982, 26, 71
86. а) Mozer F. S. et al. «Space Sci. Rev.», 1980, 27, 155
б) Wescott E. M. et al. «Journ. Geophys. Res.», 1976, 81, 4495
87. Скотт Э. Волны в активных и нелинейных средах в приложении к электронике. Дополнение I: Солитон — новое понятие в прикладных науках. М.: Сов. радио, 1977.
88. Карпман В. И. Нелинейные волны в диспергирующих средах. М.: Наука, 1973.
89. Кадоццев Б. Б., Карпман В. И. УФН, 1971, 103, 193.

90. Солитоны в действии. — Сб. под ред. К. Лонгрена и Э. Скотта, М.: Мир, 1981.
91. *Rebbi C.* «Scientific American», 1979, 240, 76
92. Solitons in Physics. «Phys. Scripta», 1979, 20, № 3—4
93. *Захаров В. Е., Манаков С. В., Новиков С. П., Питаевский Л. П.* Теория солитонов. М.: Наука, 1980.
94. *Давыдов А. С.* УФН, 1982, 138, 603.
95. а) Сб. «Солитоны» под ред. Р. Буллафа и Ф. Кодри. М.: Мир, 1983.
б) *Лэм Дж. Л.* «Введение в теорию солитонов». М.: Мир, 1983.
96. *Makhan'kov V. G.* «Phys. Reports», 1978, 35, 2
97. *Кингсен А. С.* — В сб. «Итоги науки и техники. Физика плазмы», под ред. В. Д. Шафранова, вып. 4, с. 48. М.: ВИНТИ, 1983.
98. *Гапонов А. В., Миллер М. А.* ЖЭТФ, 1958, 34, 242
99. *Трубников Б. А.* «ЖЭТФ», 1972, 62, 971
100. *Веденов А. А., Рудаков Л. И.* «ДАН СССР», 1964, 159, 767.
101. *Захаров В. Е.* ЖЭТФ, 1972, 62, 1745
102. *Рудаков Л. И.* «ДАН СССР», 1972, 207, 821
103. *Галеев А. А., Сагдеев Р. З.* — В сб. «Вопросы теории плазмы» под ред. М. А. Леонтовича, вып. 7. М.: Атомиздат, 1973.
104. *Гапонов — Грехов А. В., Рабинович М. И.* УФН, 1979, 128, 579.
105. *Веденов А. А., Велихов Е. П., Сагдеев Р. З.* «Ядерный синтез», 1961, 1, 82
106. *Сагдеев Р. З.* — В сб. «Вопросы теории плазмы» под ред. М. А. Леонтовича, вып. 4, с. 20. М.: Атомиздат, 1964.
107. *Данилов Ю. А., Петвиашвили В. И.* — В сб.: «Итоги науки и техники. Физика плазмы» под ред. В. Д. Шафранова, вып. 4, с. 5. М.: ВИНТИ, 1983.
108. *Wong A. Y.* «Comments Plasma Phys. Contr. Fusion Res.», 1979, 5, 79
109. *Leung P., Tran M. Q., Wong A. Y.* «Plasma Phys.», 1982, 24, 567
110. *Wong A. Y., Quon B. H.* «Phys. Rev. Lett.», 1975, 34, 1499
111. *Ikezi H., Chang R. P. H., Stern R. A.* «Phys. Rev. Lett.», 1976, 36, 1047
112. *Антипов С. В., Незлин М. В., Снежкин Е. Н., Трубников А. С.* ЖЭТФ, 1979, 76, 1571
113. *Antipov S. V., Nezlin M. V., Trubnikov A. S.* «Physica», 1981, 3D, 311
114. *Антипов С. В., Незлин М. В., Трубников А. С.* ЖЭТФ, 1980, 78, 1743
115. *Gunnett D. A. et al.* «Journ. Geophys. Res.», 1981, 86A, 8833
116. *Галеев А. А., Сагдеев Р. З., Шапиро В. Д., Шевченко В. И.* — В сб. «Взаимодействие сильных электромагнитных волн с бестолкновительной плазмой» под ред. А. Г. Литвака. Изд-во ИПФ АН СССР, Горький, 1980.
117. *Иванов А. А.* — В сб. «Итоги науки и техники. Физика плазмы» под ред. Шафранова В. Д., т. 3, с. 176. М.: ВИНТИ, 1982
118. *Карбушев Н. И., Рухадзе А. А., Удовиченко С. Ю.* «Тезисы докладов на IV Всесоюзном семинаре по высокочастотной электронике», Москва, МГУ-84. «Физика плазмы», 1984, т. 10, 268
119. *Мирошниченко В. И., Файнберг Я. Б.* — Сб. «Проблемы современной теоретической физики». Киев, Наукова Думка, 1982, с. 140.

ТЛЕЮЩИЙ РАЗРЯД В ГАЗАХ ПОВЫШЕННОГО ДАВЛЕНИЯ

В. Ю. Баранов, А. П. Напартович, А. Н. Старостин

О Г Л А В Л Е Н И Е

1. Введение	91
2. Физические явления в тлеющем разряде в газах повышенного давления	93
2.1. Основные процессы в плазме тлеющего разряда	93
2.1.1. Реакции заряженных частиц	93
2.1.2. Процессы нагрева газа	96
2.2. Условия неравновесности электронной функции распределения по энергиям	99
2.3. Основные уравнения для ФРЭЭ	103
2.4. Гидродинамическое описание процессов переноса заряженных частиц в слабоионизованном газе	106
2.4.1. Теория возмущений по плавным пространственно-временным изменениям параметров плазмы	106
2.4.2. Приближенные методы оценки коэффициентов диффузии электронов	111
2.4.3. Уравнения переноса заряженных частиц в плазме тлеющего разряда	113
2.4.4. О квазинейтральном описании слабоионизованной плазмы	115
2.5. Структура тлеющего разряда в газах повышенного давления	116
2.5.1. Прикатодная область	116
2.5.2. Переходная область и плазменный столб	118
2.5.3. Анодный слой	119
2.5.4. Поперечная структура разряда на стадии его формирования	120
2.5.5. Влияние потока газа на структуру разряда	122
2.6. Основные механизмы неустойчивостей тлеющего разряда	123
2.6.1. Слоевые неустойчивости	124
2.6.2. Шнурование разряда	126
2.7. Математическое моделирование тлеющего разряда	130
2.7.1. Однородные модели разряда	130
2.7.2. Моделирование продольной структуры разряда	131
2.7.3. Моделирование радиальной структуры разряда	132
2.7.4. Двумерные модели разряда	133
3. Методы создания объемного разряда при повышенных давлениях	133
3.1. Импульсный несамостоятельный разряд в молекулярных газах	137
3.2. Импульсный самостоятельный разряд	146
3.3. Импульсно-периодический разряд	159
3.4. Разряд в потоке газа	164
4. Заключение	169
Литература	171

1. ВВЕДЕНИЕ

Среди большого разнообразия видов газового разряда тлеющий разряд отличается легкостью осуществления сильно неравновесного состояния плазмы. Своим названием тлеющий разряд обязан наличию пленки тлеющего свечения на катоде. Это свечение сопровождается катодный скачок потенциала, составляющий обычно несколько сот вольт, возникающий из-за условия замыкания тока на катоде. При обычных условиях эмиссия электронов с катода, даже в присутствии плазмы возле него, чрезвычайно мала. Ток на поверхность катода фактически переносится ионами, которые генерируются в области тлеющего свечения и катодного падения электронами, вышедшими из катода за счет его бомбардировки ионами (см. [1—4]). Такой автосбалансируемый режим замыкания тока на катоде легко устанавливается при приложении к разрядному промежутку, заполненному газом, напряжения, большего пробойного. Он позволяет поддерживать в объеме низкотемпературную плазму, проводящую ток.

Эта низкотемпературная плазма представляет собой объект, интересный для целого ряда приложений, для которых наиболее важно, что средняя энергия электронов, дрейфующих в электрическом (может быть наложено также магнитное) поле, как правило, на порядок и более превышает тепловую энергию. Это обстоятельство определяет высокую эффективность газоразрядных источников света с тлеющим разрядом. Возможность ускорить химические реакции, оставляя газ холодным, обусловила широкое использование тлеющего разряда в плазмохимии. Получение неравновесного состояния — основное условие для достижения усиления света. Тлеющий разряд позволяет добиться существенной неравновесности распределения частиц по энергетическим уровням. Разрядные газовые лазеры, пожалуй, наиболее обширный класс оптических генераторов света.

Классическая форма тлеющего разряда — разряд в трубке с электродами на торцах — без изменения использован во всех известных светильниках, в некоторых плазмохимических реакторах [5], в непрерывных газовых лазерах на CO_2 ; CO , He—Ne и т. д. Стремление к увеличению производительности реакторов в плазмохимии и росту полной мощности лазерных установок сделало актуальной проблему повышения газового давления в разряде и увеличения объема возбуждаемого газа. Разряды в трубках при повышении давления или увеличении радиуса контрагировались (т. е. ток стягивался в центр трубки и протекал сильно неоднородно). Существенный прогресс был достигнут при введении достаточно быстрой прокачки газа через зону разряда [4, 6, 7, 8]. Возникла необходимость изучения новой формы разряда, отличающейся от классической геометрией

(поперечные току размеры значительно превышают зазор) и наличием потока газа. Дальнейший прогресс в технике разряда, позволивший независимо изменять среднюю энергию электронов и ток, был связан с использованием внешнего ионизатора, в качестве которого наибольшее распространение получил пучок быстрых электронов (см., например, [9, 10, 7, 8]). Эта форма разряда, носящая название несамостоятельного [3], использовалась для накачки в CO_2 -, CO -лазерах, в плазмохимии [11], для коммутации тока [12].

Для направленного применения и совершенствования новых форм разряда необходимо научиться предсказывать основные их свойства, такие, как удельная электрическая мощность, ток разряда, энерговыход или длительность существования однородной фазы (для разряда в потоке — это энерговыход на единицу расхода газа). Как показывает опыт, все эти величины существенно зависят от сорта газа. Это приводит к необходимости детального изучения элементарных процессов в плазме разряда. Обсуждению этого вопроса посвящены разделы 2.1—2.2. В последнее время возник определенный прогресс в теоретическом описании распределения электронов по энергиям и переноса электронов в поле электрического разряда, рассмотренный в разделах 2.3—2.4. Границы существования той или иной формы разряда зависят не только от характера процессов в плазме, но и от структуры разряда (раздел 2.5). Последние достижения в понимании механизмов неустойчивости тлеющего разряда описаны в разделе 2.6. Современная ситуация с математическим моделированием тлеющего разряда обзревается в разделе 2.7.

В разделах 3.1—3.3 рассмотрены методы создания импульсных и импульсно-периодических разрядов как с самостоятельной, так и с внешней ионизацией. В разделе 3.4 описана история развития представлений и методов поддержания разряда в потоке газа. В обзоре использованы следующие сокращения:

ВАХ — вольт-амперная характеристика,

$V-V$ — колебательно-колебательный,

$V-T$ — колебательно-поступательный,

ФРЭЭ — функция распределения электронов по энергиям,

КС, АС — катодный и анодный слой,

ОТС — отрицательное тлеющее свечение,

ФТП — фарадеево темное пространство,

ПС — плазменный столб,

ФЛ — формирующая линия,

УФ — ультрафиолет,

ТЕА — поперечная система возбуждения при атмосферном давлении,

ГИН — генератор импульсного напряжения.

2. ФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ В ГАЗАХ ПОВЫШЕННОГО ДАВЛЕНИЯ

2.1. Основные процессы в плазме тлеющего разряда

Исследование механизма возникновения и развития неоднородностей в разряде приводит к необходимости изучения большой совокупности процессов, определяющих проводимость плазмы. Когда плазма однородна, концентрация электронов, а следовательно, проводимость определяется балансом объемных процессов рождения и уничтожения электронов. Набор этих процессов оказывается весьма специфичным для данного сорта газа и набора таких условий, как общее давление, p , степень ионизации, средняя энергия электронов. При наличии неоднородностей плазмы в игру вступают процессы переноса — дрейф заряженных частиц и различного рода диффузионные процессы. С ростом давления диффузионные процессы сохраняют свое значение для все более мелких масштабов, стабилизирующая их роль на характерных для геометрии разряда размерах уменьшается. Это приводит к облегчению условий развития в плазме разряда шнуровых неустойчивостей. Скорость развития неустойчивости в таком случае контролируется объемными процессами, реакциями заряженных частиц, нагревом газа.

2.1.1. Реакции заряженных частиц

Наиболее важные в низкотемпературной плазме тлеющего разряда в газах повышенного давления процессы следующие: 1) прямая и ступенчатая ионизация и диссоциация электронным ударом; 2) электрон-ионная рекомбинация; 3) прилипание электронов к электроотрицательным молекулам; 4) разрушение отрицательных ионов; 5) процессы перезарядки, конверсии, кластеризации ионов; 6) ион-ионная рекомбинация; 7) ассоциативная ионизация высоковозбужденных частиц и пеннинговская ионизация.

1) Скорости процессов с участием электронов разряда определяются формой существенно немаксвелловской функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ). Она формируется главным образом неупругими соударениями электронов и набором энергий за счет упругого рассеяния в электрическом поле E . Основным параметр, характеризующий ФРЭЭ и среднюю энергию электронов, — приведенная напряженность электрического поля E/N (N — плотность газа). Этот же параметр определяет коэффициенты скорости процессов с участием электронов. В конкретных ситуациях на форму ФРЭЭ могут повлиять также электрон-электронные соударения или удары второго рода с колебательно или электронно возбужденными частицами. В этом случае коэффициенты скоростей оказываются зависящими также от

концентрации электронов, n_e , и концентраций возбужденных частиц.

2) Скорость электрон-ионной рекомбинации может изменяться в пределах одного—двух порядков в зависимости от сорта ионов, давления и температуры газа. При низких и средних давлениях ($p \lesssim 100$ Тор) для молекулярных ионов преобладает диссоциативная рекомбинация (см. [13—15]). Зависимость коэффициента рекомбинации от средней энергии электронов, T_e , оказывается, как правило, степенной, спадающей с ростом T_e . В зависимости от формы потенциальных поверхностей взаимодействия ионов коэффициент рекомбинации может оказаться как растущей, так и падающей функцией колебательной и поступательной газовых температур [13]. Атомарные ионы обычно рекомбинируют значительно медленнее молекулярных либо с излучением кванта, либо в процессах столкновительной рекомбинации с участием нейтральных частиц. Последний механизм при давлении порядка 1 атм может также дать заметный вклад в рекомбинацию молекулярных ионов. При малой степени ионизации, характерной для тлеющего разряда, трехчастичная рекомбинация не важна.

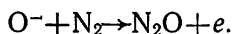
В плазме атомарных газов кинетика рекомбинации тесно увязана с балансом возбужденных частиц и ионизацией. Обзор методов расчета состава плазмы в этом случае см., например, в [16].

3) Процессы прилипания электронов к электроотрицательным частицам, как правило, весьма существенно влияют на проводимость плазмы, давая заметный вклад в гибель электронов.

Захват электронов молекулой может происходить либо с излучением кванта света, либо с диссоциацией, либо при трехтельных столкновениях путем стабилизации отрицательного иона тяжелой частицей (см. [17, 18]). Следует отметить, что скорость диссоциативного прилипания, когда энергия связи больше энергии электронного сродства, может оказаться резкой функцией от колебательного состояния молекул [19]. В качестве примеров можно привести диссоциативное прилипание к молекулам H_2 [20], HCl [21], N_2O [17], O_2 [17], резко растущее с номером колебательного уровня. Скорость трехтельного прилипания падает с ростом параметра E/N , тогда как скорость диссоциативного прилипания, как правило, растет. В связи с развитием техники несамостоятельных разрядов повысился интерес к плазме с малыми значениями E/N и, как следствие, к процессам трехтельного прилипания. Например, определены (или уточнены) константы скорости прилипания электронов к кислороду, когда третьим телом являются CO_2 [22], H_2O [23], N_2 [24].

4) Процессы разрушения отрицательных ионов могут в значительной степени скомпенсировать процессы прилипания. Отрицательные ионы могут разрушаться излучением с частотой выше пороговой [17, 18], при столкновениях с тяжелыми частицами

как за счет кинетической энергии, так и за счет энергии реакции (ассоциативной) или внутренней энергии электронного или колебательного возбуждения [17, 18], а также при столкновениях с электронами [17, 18]. В газах повышенного давления наибольшее значение имеют процессы разрушения отрицательных ионов в столкновениях с тяжелыми частицами. Не следует упускать из виду, что в характерных для самостоятельного разряда электрических полях ионы могут разогреться, что сильно скажется на скорости их столкновительного разрушения. Несмотря на большой интерес к реакциям кислородных ионов в воздухе, до сих пор нет общепринятых представлений о реакции:



В работах [25, 26] измерена константа этой реакции при различных значениях E/N и различных составах смеси $O_2 : N_2$, в ряде работ высказывается мнение о маловероятности этого процесса [17].

5) Ионно-молекулярные реакции, ведущие к изменению ионного состава плазмы, как правило, быстры и многообразны. Обсуждению их посвящен ряд обзоров и монографий [14, 17, 27—32]. При повышенных давлениях газа ввиду сложности измерения отсутствуют данные о ионном составе плазмы разрядов. Имеются косвенные указания [33] на сильное отличие установившегося ионного состава от того, что получается в результате первичных ионизационных процессов. По-видимому, велика роль процессов кластеризации ионов. Однако имеющейся по этому вопросу информации недостаточно, так что теоретические расчеты ионного состава при наличии кластерных ионов в настоящее время ненадежны.

6) В электроотрицательных газах важным механизмом гибели заряженных частиц является ион-ионная рекомбинация. Простые представления, развитые в свое время Томсоном для не слишком высоких давлений и Ланжевенем для больших давлений (см., например, [2, 14, 17]), достаточно хорошо описывают экспериментальные данные. Следует отметить, что надежных экспериментальных данных относительно скоростей ион-ионной рекомбинации для ионов определенного сорта немного. Обусловлено это трудностью контроля ионного состава.

Заметим также, что по теории Томсона коэффициент ион-ионной рекомбинации (β_{ii}) довольно резко падает с поступающей температурой (как $T^{-5/2}$ или T^{-3}) [17]. Таким образом, разогрев ионов в электрическом поле разряда может привести к заметному уменьшению β_{ii} с ростом параметра E/N [34].

7) Ассоциативная и пеннинговская ионизации связаны с наличием достаточно высоковозбужденных частиц. Поэтому их роль в конкретных случаях существенно определяется кинетикой возбужденных состояний частиц. Канал пеннинговской

ионизации, как хорошо известно [1—4], может приводить к сильному изменению характеристик разряда. Ассоциативная ионизация, как полагают авторы [35], играет определяющую роль в пробое газа атмосферного давления и в распространении стримеров. Процессы ассоциативной ионизации для конкретных газов изучены слабо. Как правило, ионизация происходит при соударении двух высоковозбужденных (на электронные уровни) частиц, либо при участии частицы, возбужденной на уровень с энергией, близкой к потенциалу ионизации. В работе [36] предложен процесс ассоциативной ионизации азота при соударении двух колебательно возбужденных молекул.

Пеннинговская ионизация важна для смесей газов с резко различающимися потенциалами ионизации. Она объясняет сильное влияние на пробой микропримесей газов с малым потенциалом ионизации [35].

На проводимость плазмы существенное влияние оказывают также газодинамические процессы, в результате которых изменяется температура и плотность газа, химические реакции с участием нейтральных частиц: радикалов, электронно- или колебательно-возбужденных частиц.

2.1.2. Процессы нагрева газа

В разрядах, используемых для накачки лазеров, основная доля мощности разряда идет на возбуждение внутренних степеней свободы нейтральных атомов и молекул (электронных и колебательных) и лишь малая часть ($\approx 10\%$) идет на прямой нагрев газа при упругих соударениях и возбуждении вращательных степеней свободы молекул электронным ударом. Скорость нагрева газа зависит от механизмов релаксации внутренней энергии в поступательные степени свободы.

В молекулярных газах скорость релаксации колебательной энергии в тепло ($V-T$ -релаксация) меняется на несколько порядков в зависимости от сорта, состава газа, мощности накачки. При температуре газа $T \sim 300$ К и атмосферном давлении частота $V-T$ -релаксации P_{10} (с первого возбужденного уровня) в чистом газе из двухатомных молекул типа N_2 , CO составляет $(0,1 \div 1)$ s^{-1} [37]. Столь малое значение величины P_{10} обусловлено адиабатическим запретом изменения числа квантов при столкновении колеблющихся молекул [38, 39]. Если частота колебаний ω , а время столкновения $\tau = a/v_0$, (где a — характерный радиус взаимодействия, v_0 — скорость относительного движения), то вероятность P_{10} экспоненциально мала [38, 39]

$$P_{10} \sim \exp(-\pi\omega\tau). \quad (1)$$

Как видно из (1), скорость $V-T$ -релаксации сильно зависит от частоты колебательного кванта ω . Из-за ангармонизма

потенциала взаимодействия молекул по мере роста колебательного квантового числа — ν величина $\omega(\nu)$ уменьшается

$$\omega(\nu) = \omega - \frac{2\Delta E}{\hbar}(\nu - 1). \quad (2)$$

Здесь ω — частота перехода $1 \rightarrow 0$, ΔE — энергия ангармонизма ($\Delta E / h\omega \approx 10^{-2}$). Уменьшение $\omega(\nu)$ приводит согласно (1), к резкому увеличению частоты $V-T$ -релаксации с ростом колебательного квантового числа ν . Обычно зависимость $P_{\nu+1, \nu}$ представляют в виде [40]:

$$P_{\nu+1, \nu} = P_{10}(\nu+1) \exp(\delta_{VT}\nu). \quad (3)$$

Здесь δ_{VT} — константа, связанная с ангармонизмом, и зависящая от температуры газа: $\delta_{VT} \sim T^{-1/2}$ [40]. При накачке колебательных степеней свободы электронным ударом устанавливается неравновесная функция распределения молекул по колебательным уровням. При этом возбуждаются в основном нижние колебательные уровни ($\nu \leq 8 \div 10$), а поток колебательных квантов на верхние уровни передается в процессе колебательно-колебательного обмена ($V-V$ -обмена). Частота $V-V$ -обмена $Q_{\nu', \nu}^{\nu, \nu+1}$ (при соударениях молекул $M(\nu) + M(\nu' + 1) \rightarrow M(\nu + 1) + M(\nu')$) имеет резонансный характер и обычно аппроксимируется зависимостью, аналогичной (3) [40],

$$Q_{\nu', \nu}^{\nu, \nu+1} = Q_{10}(\nu+1)(\nu'+1)e^{-\delta_{VV}|\nu-\nu'|}. \quad (4)$$

Здесь δ_{VV} — характерный обратный радиус $V-V$ -обмена, $\delta_{VV} \sim \delta_{VT}$ [40]. В рассматриваемых газах (типа N_2 , CO) $Q_{10} \gg P_{10}$ ($P_{10}/Q_{10} \leq 10^{-5}$). Под действием достаточно мощной электронной накачки в двухатомных молекулах устанавливается неравновесная колебательная функция распределения $f(\nu)$, содержащая три характерных участка [40]:

1) в области малых колебательных чисел $\nu < \nu^* = \frac{T\hbar\omega}{2T_1\Delta E} + \frac{1}{2}$ устанавливается распределение Тринора [41]

$$f(\nu) = f_0 \exp \left[-\frac{\hbar\omega\nu}{T_1} + \frac{\Delta E}{T} \nu(\nu-1) \right], \quad (5)$$

характеризуемое колебательной температурой T_1 . Это распределение соответствует равенству скоростей прямых и обратных процессов $V-V$ -обмена $M(\nu) + M(\nu' + 1) \rightleftharpoons M(\nu + 1) + M(\nu')$;

2) в промежуточной области ($\nu^* < \nu < \nu^{**} \sim \frac{1}{\delta_{VT}} \ln \frac{Q_{10}}{P_{10}}$) устанавливается распределение типа «плато» [42—44]:

$$f(\nu) = \frac{c}{\nu+1}. \quad (6)$$

Здесь константа c , характеризующая уровень плато, выражается через мощность накачки $q = \eta_V jE / N\hbar\omega$, (где η_V — к. п. д. возбуждения колебательных степеней свободы, jE — электричес-

кая мощность разряда), и эффективную частоту $V-V$ -обмена

$$[40] \nu_{vv} = \frac{4\Delta E}{T\delta_{VV}^3} Q_{10} \text{ соотношением}$$

$$c = \sqrt{q/\nu_{vv}} \quad (7)$$

С другой стороны, константа c связана с колебательной температурой T_1 [42];

$$c = f_0(v^* + 1) \exp \left[-\frac{\Delta E}{T} (v^*)^2 - \frac{1}{2} \right]; \quad (8)$$

3) в области колебательных чисел $v > v^{**}$, при которых скорость $V-T$ -релаксации (см. (3)) сравнивается с частотой $V-V$ -обмена, функция распределения быстро убывает и подстраивается под больцмановское распределение, характеризующее температурой газа T .

При включении импульсного разряда нагрев газа протекает в несколько стадий [45—47]. На малых временах, пока не победит «волна колебательного возбуждения», соответствующая формированию распределения типа «плато» (6), газ греется в основном за счет упругих столкновений электронов с молекулами и возбуждения вращательных степеней свободы:

$$c_V \frac{\partial T}{\partial t} = \eta_T j E, \quad t < t_0. \quad (9)$$

Здесь c_V — теплоемкость газа при постоянном объеме (в некоторых случаях, рассматриваемых ниже, для достаточно медленных процессов следует рассматривать нагрев газа при постоянном давлении), η_T — доля энергии, идущая на «прямой» нагрев газа. Время t_0 определяется выражением [46]

$$t_0 = n_B(T_1)/q, \quad n_B(T_1) = \left[\exp \left(\frac{\hbar\omega}{T_1} \right) - 1 \right]^{-1}. \quad (10)$$

При $t > t_0$ газ греется в основном в процессах $V-V$ -обмена, поскольку из-за ангармонизма в таких столкновениях выделяется избыточная энергия. Скорость нагрева газа в расчете на одну молекулу дается выражением [45, 46]

$$q_{V-V}(t) = \frac{4}{3} \Delta E c^3 \nu_{vv} \int_{t_0}^t \nu_{vv} dt. \quad (11)$$

Здесь c — константа, определенная в (7), (8). На больших временах, когда $q_{V-V}(t) \sim jE/N$, практически вся вкладываемая в разряд мощность переходит в тепло. Основной процесс нагрева при этом связан с $V-T$ -релаксацией на высоких колебательных номерах ($v \sim v^{**}$), где частота $V-T$ -релаксации сравнивается со скоростью $V-V$ -обмена.

В многоатомных газах (содержащих, например, молекулы CO_2) скорость $V-T$ -релаксации P_{10} достаточно высока из-за наличия мягких деформационных мод колебаний (при этом ω

в (1) в несколько раз меньше, чем для двухатомных молекул вроде N_2 , CO и т. д.). В смесях газов, используемых в CO_2 -лазерах, $P_{10} \approx 10^6 \text{ с}^{-1}$ (для $T=300 \text{ К}$, $p \approx 1 \text{ атм}$) [40, 48]. В таких смесях роль ангармонических эффектов менее выражена и скорость релаксации колебательной энергии определяется частотой $V-T$ -релаксации деформационных колебаний (в столкновениях типа $CO_2(01'0) + M \rightarrow CO_2(00'0) + M + 960 \text{ К}$) и $V-V'$ -обмена между антисимметричной и деформационной и симметричной модами колебаний (в столкновениях типа: $CO_2(00'1) + M \rightarrow CO_2(030) + M + 500 \text{ К}$, $CO_2(00'1) + M \rightarrow CO_2(11'0) + M + 420 \text{ К}$).

Соответствующие частоты релаксации зависят от температуры газа. Вопрос о релаксации энергии электронно-возбужденных состояний молекул более сложен и не достаточно изучен в настоящее время. Таким образом, в зависимости от сорта газа и вложений энергии процессы выделения тепла в молекулярных газах отличаются большим разнообразием.

По мере протекания тока через газ состав его меняется за счет реакций продиссоциированных или электронно-возбужденных молекул. Обширная информация о таких реакциях собрана в монографии [49]. В конкретных случаях расчет эволюции состава газа в разряде может составить трудную задачу как из-за недостатка сведений о механизмах реакций и константах скоростей, так и из-за необходимости, вообще говоря, учитывать зависимости соответствующих скоростей реакций от температуры газа. Следует отметить, что, если радикальные реакции (в особенности важные для аэронамики) изучены довольно полно, то относительное реакций возбужденных частиц известно сравнительно мало. Отметим также, что в последнее время в связи с использованием инфракрасных лазеров в фотохимии резко возрос интерес к реакциям колебательно возбужденных молекул. Конкретной информации о таких реакциях однако пока мало (см., например, [50]).

Таким образом, состояние электронной, ионной и молекулярной кинетики, знание которых необходимо для количественного описания характеристик плазмы, таково, что для разряда в смеси строго определенного состава при малой степени возбуждения задача теоретического расчета свойств однородной плазмы разрешима.

2.2. Условия неравновесности электронной функции распределения по энергиям

Прогресс в понимании механизмов, определяющих кинетику рождения и гибели заряженных частиц, баланс энергии электронов и устойчивость тлеющего разряда, в значительной мере связан с подробным количественным исследованием функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) в электрическом поле. Знание ФРЭЭ позволяет определять константы ско-

ростей различных кинетических процессов, транспортные коэффициенты и оптимизировать работу различных устройств, используя тлеющих тлеющий разряд.

Тлеющий разряд обычно характеризуется низкой степенью ионизации ($\alpha \simeq (10^{-7} \div 10^{-4})$). В этих условиях электрон-электронные столкновения, формирующие максвелловскую функцию распределения по энергиям, происходят значительно реже, чем столкновения электронов с нейтральными атомами и молекулами, при которых происходит заметный обмен энергией между ними. Если электрическое поле (E) достаточно большое, так что на длине пробега электрона (l_u) набирается энергия (eEl_u), превышающая энергию тяжелых частиц ($eEl_u > T$), то функция распределения электронов по энергиям неравновесна и существенным образом зависит от сечений упругих и неупругих столкновений электронов с нейтралами. Длина пробега l_u носит название энергетической длины пробега, в отличие от l_m — длины пробега электрона по отношению к релаксации импульса. Величина l_m связана с концентрацией тяжелых частиц N и транспортным сечением σ_m соотношением $l_m = (N\sigma_m)^{-1}$. Обмен энергией электронов с тяжелыми частицами характеризуется частотой $\nu_u = N\sigma_u v$, где v — электронная скорость, σ_u — эффективное сечение обмена энергией. Часто σ_u и σ_m связывают между собой соотношением $\sigma_u = \delta \cdot \sigma_m$, где δ — величина, малая по сравнению с единицей (для обмена энергией при упругих столкновениях $\delta = 2m/M$, где m — масса электрона, M — масса атома или молекулы), зависящая в общем случае от энергии. Малость δ означает, что релаксация импульса электронов происходит гораздо быстрее, чем устанавливается их средняя энергия, т. е. $\nu_m = N\sigma_m v \gg \nu_u$. Средняя энергия электронов для неравновесной функции распределения по энергиям может быть определена по разному, так же как и понятие электронной температуры, являющееся в рассматриваемом случае условным. В литературе (см., например, [51]) часто используется так называемая характеристическая энергия электронов ε_k , определяемая соотношением, обобщающим соотношение Эйнштейна на неравновесный случай:

$$\varepsilon_k = \frac{eD_{\perp}}{\mu_e} = \frac{eD_{\perp}E}{v_e} \quad (12)$$

Здесь e — абсолютная величина заряда электрона, D_{\perp} — коэффициент поперечной диффузии (см. ниже), μ_e — подвижность, $v_e = \mu_e E$ — дрейфовая скорость электронов. Величины D_{\perp} и μ_e измеряются в экспериментах, различные методики измерений описаны в монографии [52] Дрейфовая скорость электронов v_e связана с v_m .

$$v_e = \frac{eE}{m\nu_m} \quad (13)$$

При таком феноменологическом подходе v_m является функцией от ε_k , которая в свою очередь зависит от параметра E/N и удовлетворяет уравнению баланса энергии:

$$ev_e E_u = v_u (\varepsilon_k - T). \quad (14)$$

Уравнение (14) при известных ε_k и v_e (см. (12) и (13)) является, по существу, определением эффективной частоты неупругих соударений $v_u(\varepsilon_k)$. Сильный отрыв электронной температуры (или, в данном случае, ε_k) от газовой означает $\varepsilon_k \gg T$, что происходит в полях, превышающих достаточно слабое критическое поле $E_{кр}$:

$$\frac{E_{кр}}{N} = \frac{T \sigma_m}{e} \sqrt{\delta}. \quad (15)$$

Соотношение (15) можно представить в виде $eE_{кр}l_u = T$. Эффективная длина релаксации энергии электронов l_u выражается через сечения σ_u и σ_m :

$$l_u = \frac{1}{N \sqrt{\sigma_m \sigma_u}} = \frac{l_m}{\sqrt{\delta}}. \quad (16)$$

Неравновесность электронной функции распределения возникает, таким образом, при выполнении следующих условий:

$$l_{кул} \geq l_u, \quad E \gg E_{кр}. \quad (17)$$

Здесь $l_{кул}$ — длина пробега электронов по отношению к кулоновскому рассеянию, характеризующему резерфордовским сечением —

$$\sigma_{кул} \simeq \frac{\pi e^4}{\varepsilon_k^2} \ln r_D / r_L, \quad r_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_k}{4\pi n_e e^2}}$$

— дебаевский радиус, $r_L = e^2 / \varepsilon_k$ — характерная длина Ландау. Первое из условий (17) накладывает ограничение на степень ионизации плазмы α

$$\alpha = \frac{n_e}{N} \leq \frac{\sigma_m \sqrt{\delta}}{\sigma_{кул}}. \quad (18)$$

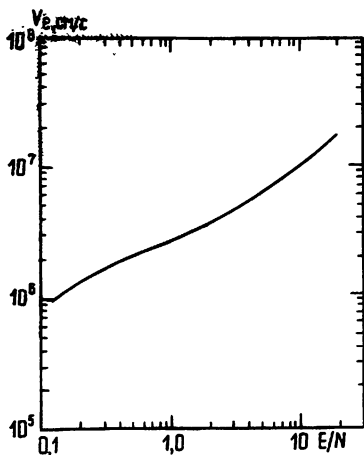
Следует отметить, что в силу резкой зависимости сечения кулоновского рассеяния от энергии электронов, условие (18) может выполняться лишь для достаточно больших энергий электронов, так что функция распределения электронов в основной области энергий (определяющей нормировку) может быть максвелловской, а на хвосте — неравновесной.

В тлеющем разряде, используемом для накачки молекулярных лазеров (CO_2 , CO и т. д.) условия (17) и (18), обычно выполняются почти во всей области электронных энергий, для эксимерных лазеров — по крайней мере для энергий, соответствующих порогу неупругих процессов с возбуждением электронных степеней свободы. Неравенства (17), (18) приводились,

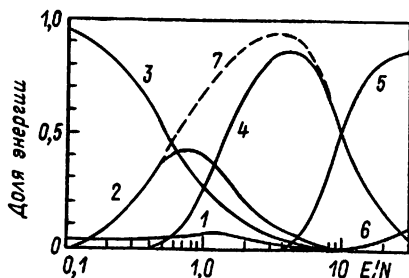
в основном, для средних областей энергий, в которых достаточно хорошо определены эффективные сечения неупругих столкновений σ_u . В инертных газах в области энергий, лежащих ниже порога возбуждения метастабильных уровней $\sigma_u = \frac{2m}{M} \sigma_m$,

а за порогом $\sigma_u \approx \sigma_{in} \gg \frac{2m}{M} \sigma_m$, (σ_{in} — сечение неупругого рассеяния, сопровождающегося возбуждением атома). В таких случаях, условия типа (17), (18) нуждаются в уточнениях, отражающих и более сложную в таких системах физическую картину.

Изучение сильнонеравновесных распределений электронов по энергиям требуется в различных областях физики — в исследованиях распространения электромагнитных волн в ионосфере [53—55], в теории горячих электронов в полупроводниках [56], в низкотемпературной плазме тлеющего разряда (см., например, [52] и обзоры [57—59]). В последнее время в исследовании свойств низкотемпературной плазмы возник существенный прогресс, связанный с использованием численных методов для нахождения функции распределения электронов в различных газах с учетом специфики сечений рассеяния электронов на нейтральных частицах. Большая часть работ, выполненных за последние 20 лет, отражена в подробном обзоре [57]. Характерные результаты численных расчетов скорости дрейфа и баланса энергии приведены на рис. 1, а, б.



а



б

Рис. 1. Расчетные кинетические характеристики для электронов в плазме газовой смеси $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:8:1$ [231]:

а) дрейфовая скорость; б) баланс энергии; 1 — упругие плюс вращательные потери; 2 — возбуждение уровня $(0,1) \text{CO}_2$; 3 — возбуждение уровней $(m, n, 0) \text{CO}_2$; 4 — возбуждение уровней азота N_2 ($v=1 \div 8$); 5 — потери на электронные уровни; 6 — потери на прямую ионизацию; 7 — сумма кривых 2 и 4; масштаб по оси абсцисс $10^{-16} \text{В} \cdot \text{см}^2$

2.3. Основные уравнения для ФРЭЭ

Рассмотрим подробнее вопрос о нахождении ФРЭЭ в тлеющем разряде.

Поскольку в большинстве интересных для приложений случаев параметр δ , характеризующий долю энергии, передаваемую электронами атому или молекуле, мал, то в этих условиях функция распределения электронов слабо анизотропна в пространстве скоростей. Это дает основание использовать двухчленное представление [60]:

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = f_0(\mathbf{r}, v, t) + \frac{v f_1(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{v}. \quad (19)$$

Здесь $v = |\mathbf{v}|$ — абсолютная величина скорости электрона. f_0 — сферически-симметричная часть электронной функции распределения, f_1 — антисимметричная часть, возникающая при наличии внешних полей или градиентов концентраций, а также других параметров, характеризующих электронную подсистему — степени ионизации α , если существенны кулоновские соударения, колебательной температуры молекул T_v , если существенны столкновения с колебательно-возбужденными молекулами и т. д. В последнее время были выполнены расчеты, в которых проверялась точность представления (19) с использованием как следующих членов разложения (трех и т. д. членов), метода моментов, так и методов Монте-Карло. (Подробнее см. об этом в [57]). В большинстве случаев (для $E/N \leq 10^{-14}$ В·см²) точность двухчленного разложения можно считать удовлетворительной (ошибка $< 20\%$).

Функция распределения электронов используется для нахождения констант скоростей возбуждения внутренних степеней свободы нейтральных частиц, частот ионизации, прилипания и рекомбинации, интенсивности тормозного излучения слабоионизованной плазмы, а также дрейфовых скоростей и других коэффициентов переноса. Во многих случаях процессы электронного переноса могут быть описаны в рамках уравнений гидродинамики [61, 62], которые, однако, в сильнонеравновесном случае отличаются от уравнений гидродинамики полностью ионизованной плазмы [63]. Это связано с тем, что неравновесная функция распределения электронов формируется в соударениях с нейтральными частицами и в «сильных» электрических полях ($E \gg E_{кр}$) не характеризуется электронной температурой. Локально-однородная стационарная функция распределения определяется величинами n_e , E/N , α , T_v , концентрацией возбужденных атомов (молекул) и т. д., для которых и следует писать уравнения гидродинамики, сводящиеся в данном случае к уравнениям баланса числа электронов и ионов, а также электродинамическим (для определения полей \mathbf{E}), газодинамическим (для нахождения распределения газовой плотности N), уравнениям колебательной кинетики (для определения колеба-

тельной температуры T_v , или, в более общем случае, функции распределения молекул по колебательным уровням), а также уравнениям баланса частиц на различных уровнях атомов и электронно-возбужденных состояний молекул.

Гидродинамическое описание предполагает, что параметры системы ($n_e, E/N, \alpha, T_v, \dots$) медленно меняются в пространстве и во времени. Если характерный пространственный размер неоднородности L_x , а время изменения τ_x , то условие медленности означает $l_m \ll L_x, v_m \tau_x \gg 1$, а в большинстве случаев, представляющих практический интерес, выполняются и более жесткие условия: $l_u \ll L_x, v_u \tau_x \gg 1$. При выполнении первой группы неравенств антисимметричная часть электронной функции распределения f_1 выражается через f_0 следующим образом:

$$f_1 = -\frac{v}{v_m(v)} \text{grad } f_0 + \frac{eE}{mv_m(v)} \frac{\partial f_0}{\partial v}. \quad (20)$$

Эволюция симметричной части $f_0(\mathbf{r}, v, t)$ определяется из уравнения [52, 64]

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_0}{\partial t} = & \frac{v^2}{3} \text{div} \left(\frac{1}{v_m} \text{grad } f_0 \right) - \frac{ev}{3m} \text{div} \left(\frac{E}{v_m} \frac{\partial f_0}{\partial v} \right) - \\ & - \frac{eE}{3mv^2} \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{v^3}{v_m} \text{grad } f_0 \right) + \frac{e^2 E^2}{3m^2 v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{v^2}{v_m} \frac{\partial f_0}{\partial v} \right) + St(f_0). \end{aligned} \quad (21)$$

Здесь $v_m(v) = N\sigma_m(v)v$. $St(f_0)$ — усредненный по углам интеграл столкновений, явный вид которого определяется столкновениями с изменением энергии, включая в общем случае и электрон-электронные соударения [54, 55, 57, 64].

Уравнения (20) и (21) справедливы, если частота релаксации импульса электронов при соударениях с ионами ($v_{ei} \sim v_{кул}$) мала по сравнению с частотой v_m , характеризующей столкновения с нейтральными атомами или молекулами. В обратном пределе ($v_{ei} \gg v_m$) уравнение, связывающее f_1 с f_0 оказывается интегральным и не решается в явном виде [64].

Порядок величины интеграла соударений в случае потерь энергии на возбуждение внутренних степеней свободы характеризуемых достаточно плавной величиной $v_u(v)$ (например, в смесях газов, применяемых в молекулярных лазерах), определяется частотой $v_u(St(f_0) \approx v_u f_0)$. Функция $f_0(\mathbf{r}, v, t)$ описывает энергетическое распределение электронов в зависимости от координат (\mathbf{r}) и времени (t). Как следует из (21), эволюция f_0 определяется совокупностью процессов, представленных в правой части уравнения: диффузией (первое слагаемое), дрейфом электронов в электрическом поле (второе слагаемое), нагревом электронов за счет работы поля над диффузионным (третье слагаемое) и дрейфовым (четвертый член) потоками, а также охлаждением при столкновениях с изменением энергии (последнее слагаемое).

В стационарном пространственно-однородном случае функция распределения электронов ($f_{00}(v)$) удовлетворяет уравнению

$$\frac{e^2 E^2}{3m^2 v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{v^2}{v_m} \frac{\partial f_{00}}{\partial v} \right) + St(f_{00}) = 0. \quad (22)$$

Это уравнение решается численно с использованием набора сечений упругих и неупругих соударений электронов с нейтральными частицами (см., например, [57]). В ряде случаев, когда потери энергии при соударениях малы по сравнению со средней энергией электронов $-\bar{\epsilon}$, что справедливо для потерь при упругих столкновениях, возбуждении вращательных, а в некоторых газах и колебательных степеней свободы молекул, интеграл соударений можно представить в дивергентном виде:

$$St(f_{00}) = \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} (v^3 v_u f_{00}). \quad (23)$$

Уравнение (22) в этом случае решается явно:

$$f_{00} = C \exp \left(- \int_0^v \frac{3m^2 v_u v_m v}{e^2 E^2} dv \right). \quad (24)$$

Константа C находится из условия нормировки

$$\int f_0 d\Gamma = 4\pi \int_0^\infty f_0 v^2 dv = n_e. \quad (25)$$

Как видно из (24), функция распределения, в общем случае, отличается от максвелловской и определяется зависимостью сечений упругих и неупругих столкновений от энергии электрона. Если передача энергии при неупругом столкновении не мала по сравнению с $\bar{\epsilon}$, интеграл соударений имеет более сложный вид (ср. [57]) и уравнение (22) удастся приближенно решить аналитически лишь при не слишком больших полях. В ряде задач необходимо учитывать соударения электронов с колебательно или электронно-возбужденными молекулами. В этом случае интеграл соударений зависит от функции распределения молекул по колебательным и электронным уровням. Эту зависимость можно приближенно охарактеризовать колебательной температурой T_v и степенью возбуждения n^* . Если степень ионизации в плазме достаточно высока, так что $v_{кул} \approx v_u$, необходимо учитывать электрон-электронные соударения. Функция распределения f_{00} зависит, таким образом, от параметров n_e , E/N , T_v , n^* , α и т. д. Для решения уравнения (22) с учетом ударов второго рода и кулоновских соударений разработаны численные алгоритмы, позволяющие находить локально-однородную функцию распределения $f_{00}(v)$ (см [52, 57, 65]). Если сечения рассеяния известны недостаточно точно (или не во всей области энергий), то решают обратную задачу — задаются тем или иным видом зависимости недостающих сечений от энергии, подгоняя эту зависимость из условия наилучшего согласия экспериментальных и рассчитанных зависимостей дрей-

фовой скорости (v_e), коэффициента поперечной диффузии (D_{\perp}), константы ионизации (k_i) и т. д. от параметра E/N .

При решении нестационарного, неоднородного (в пространстве) уравнения (21) используются более сложные численные процедуры, например, метод Монте-Карло [66]. Самосогласованное нахождение функции распределения электронов и электрических полей в тлеющем разряде удается лишь при существенном упрощении задачи [67-69].

2.4. Гидродинамическое описание процессов переноса заряженных частиц в слабоионизованном газе

В этом разделе обсуждаются уравнения гидродинамики электронного газа в тлеющем разряде. Поскольку функция распределения электронов по энергиям существенно неравновесна, гидродинамическое описание процессов переноса электронов, как отмечалось выше, принципиально отличается от уравнений гидродинамики сильноионизованной плазмы, в первую очередь отсутствием уравнений баланса импульса и энергии электронов, информация о которых содержится в величинах f_1 и f_0 .

2.4.1. Теория возмущений по плавным пространственно-временным изменениям параметров плазмы

В случае медленного изменения параметров, а именно, при $L_x \gg l_u$, $v_u \tau_x \gg 1$ уравнение (21) можно решать по теории возмущений, представляя функцию распределения f_0 в виде ряда по параметрам l_u/L_x и $(v_u \tau_x)^{-1}$ [62]. Сравнивая члены уравнения (21) со столкновительным членом, получим оценки;

- 1) для отношения левой к $St(f_0) \sim (v_u \tau_x)^{-1}$;
- 2) для отношения диффузионного слагаемого к $St(f_0) \sim (l_u/L_x)^2$;
- 3) для отношения второго и третьего члена к $St(f_0) \sim l_u/L_x \cdot \xi$;
- 4) для отношения четвертого члена $St(f_0) \sim \xi^2$. Здесь $\xi = eEl_u/mv^2$. В главном порядке по параметрам l_u/L_x и $(v_u \tau_x)^{-1}$ функция распределения определяется уравнением (22), при этом $\xi \approx 1$ (в области средних энергий $mv^2 \approx e$). Представим функцию распределения в виде

$$f_0(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = f_{00}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \left[1 + b_1(v) (\mathbf{e} \cdot \nabla \ln n_e) + b_2(v) \frac{N}{E} \operatorname{div} \frac{\mathbf{E}}{N} + b_3(v) \left(\mathbf{e} \nabla \ln \frac{E}{N} \right) + \frac{b_4(v)}{v_{e0}} \frac{\partial \ln E/N}{\partial t} + \dots \right]. \quad (26)$$

Здесь $v_{e0} = \mu_{e0} \mathbf{E}$ — определяется с помощью f_{00} (см. ниже (29)).

Поправочные слагаемые характеризуются параметрами l_u/L_x и $(v_u/\tau_x)^{-1}$. Многоточием в (26) обозначены члены, пропорциональные ∇T_v , \dot{T}_v , \dot{v}_e и т. д., а также члены разложения более высокого порядка по указанным параметрам малости, \mathbf{e} — единичный вектор вдоль электрического поля.

Используя условие нормировки (25), проинтегрируем уравнение (10) по скорости:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \operatorname{div} \left(\frac{1}{N} \operatorname{grad} (N D_{\perp} n_e) \right) - \operatorname{div} (n_e \mathbf{v}_e) + Q_e. \quad (27)$$

Здесь

$$D_{\perp} = \frac{1}{3} \int_0^{\infty} \frac{v^4}{v_m} f_0 dv \left/ \int_0^{\infty} f_0 v^2 dv \right., \quad (28)$$

$$\mathbf{v}_e = \frac{eE}{3m} \int_0^{\infty} \frac{v^3}{v_m} \frac{\partial f_0}{\partial v} dv \left/ \int_0^{\infty} f_0 v^2 dv \right., \quad (29)$$

Q_e — члены, описывающие объемные процессы рождения и гибели электронов (см. ниже). Коэффициент диффузии D_{\perp} обратно пропорционален плотности газа (для не слишком высоких давлений) и зависит от параметров E/N , T_v , α (через функцию распределения f_{00}). Поэтому первый член в правой части уравнения (27) представляет собой сумму диффузионного ($\sim \nabla n_e$), «термоэлектрического» ($\sim \operatorname{grad} (E/N)$) и остальных потоков, пропорциональных градиентам соответствующих параметров. По порядку величины отношение диффузионного члена к дрейфовому равно (ср. (12):

$$\frac{D_{\perp}}{L_x v_e} = \frac{D_{\perp}}{L_x \mu_e E} \approx \frac{e k}{e L_x E} \approx \frac{l_u}{L_x} \ll 1.$$

Поэтому учет поправок к функциям распределения по параметрам l_u/L_x . $(v_u \tau_x)^{-1}$ (см. разложение (15)) необходим только в дрейфовом потоке. Коэффициент диффузии в этом приближении можно находить, подставляя в (28) локально-однородное решение $f_{00}(v)$. Учет поправочных членов разложения функции распределения (26) в выражении для дрейфовой скорости приводит в уравнении баланса электронов (27) к членам того же порядка, что и диффузионный. Вследствие этой перенормировки возникает анизотропия диффузии электронов в однородном электрическом поле, которая наблюдается экспериментально (см., например, [52]).

В нестационарном случае в системе возникает неклассические потоки, пропорциональные временным производным от электрического поля или других параметров. Подставляя разложение (26) в выражение для дрейфовой скорости (29), получим [62]:

$$\mathbf{v}_e = \mathbf{v}_{e0} - \kappa_1 \mathbf{e} (e \nabla \ln n_e) - \kappa_2 e \gamma^{-1} \operatorname{div} \gamma \mathbf{e} - \kappa_3 \mathbf{e} (e \nabla \ln \gamma) - \frac{\kappa_4}{v_{e0}} e \frac{\partial \ln \gamma}{\partial t} - \dots \quad (30)$$

Здесь $\gamma = E/N$. Коэффициенты κ_i определяются через $b_i(v)$:

$$\kappa_i = - \frac{4\pi e E}{3m n_e} \int_0^{\infty} \frac{v^3}{v_m} \frac{\partial (f_{00} b_i)}{\partial v} \cdot dv \quad (31)$$

и имеют размерность коэффициентов диффузии. Поправочные к v_{e0} слагаемые в (30) характеризуют эффекты нелокальности (в первом порядке по l_u/L_x) и инерции установления функции распределения электронов (в первом порядке по $(v_u \tau_x)^{-1}$). Величина κ_1 перенормирует коэффициент диффузии электронов вдоль электрического поля D_{\parallel} :

$$D_{\parallel} = D_{\perp} + \kappa_1. \quad (32)$$

Уравнения для коэффициентов разложения $b_i(v)$ функции распределения электронов получают подстановкой (26) в (21) с использованием (27). Эти уравнения для $b_1(v)$ приведены в [52], для остальных коэффициентов $b_i(v)$ они получены в работе [62]. Коэффициенты $b_i(v)$ удовлетворяют условиям, следующим из условия нормировки (25):

$$\int_0^{\infty} b_i(v) f_{00}(v) v^2 dv = 0.$$

В частном случае, когда интеграл соударений имеет дивергентный вид (23), функции $b_i(v)$ находятся явно. В общем случае неоднородные уравнения для $b_i(v)$ необходимо решать численно. Такие расчеты выполнены в работе [70], где для ряда газовых смесей вычислены соответствующие коэффициенты диффузии (см. рис. 2).

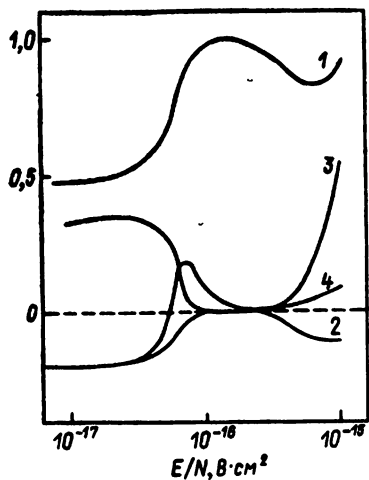
Влияние перенормировки на коэффициенты диффузии за счет поправок к дрейфовым потокам (25) не мало. Обычно относительное отличие D_{\parallel} от D_{\perp} порядка единицы: $\kappa_1/D_{\perp} \simeq 1$ [52, 70]. Аналогичное отличие имеет место и для коэффициентов, характеризующих потоки, пропорциональные градиентам напряженности электрического поля (аналогов термодиффузии и т. д.). Для простоты рассмотрим выражение для плотности полного тока (с учетом тока смещения), но в пренебрежении ионным током

$$\mathbf{j} = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} - en_e \mathbf{v}_e + e \operatorname{grad}(D_{\perp} n_e), \quad (33)$$

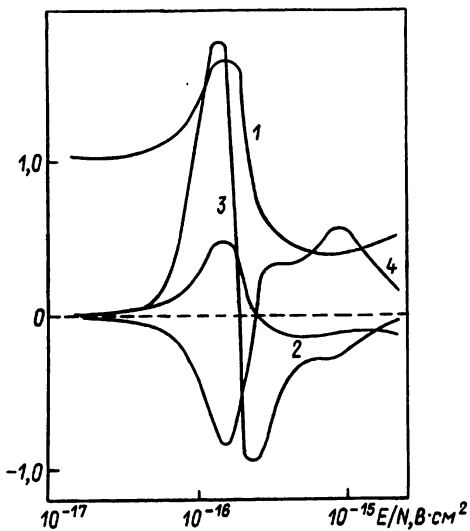
в одномерном случае

$$j = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial E}{\partial t} + en_e v_{e0} + e D_{\parallel} \frac{\partial n_e}{\partial x} + en_e D_E \frac{\partial \ln \gamma}{\partial x} + \frac{en_e D_t}{v_{e0}} \frac{\partial \ln \gamma}{\partial t} + \dots \quad (34)$$

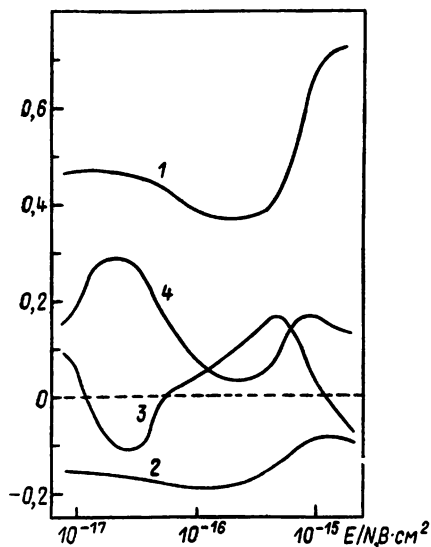
Здесь использовано разложение (30) для дрейфовой скорости электронов, ось x направлена вдоль электрического поля. Коэффициент продольной диффузии D_{\parallel} определяется выражением



a



b



v

Рис. 2. Расчетные зависимости коэффициентов переноса κ_i , отнесенных к D_{\perp} [70] (a — He, б — CO_2 , в — $\text{N}_2 : \text{O}_2 = 78 : 22$); 1 — $D_{\parallel} / D_{\perp}$; 2 — κ_2 / D_{\perp} ; 3 — κ_3 / D_{\perp} ; 4 — κ_4 / D_{\perp}

(32), коэффициент D_E в этом случае равен:

$$D_E = \frac{\partial D_{\perp}}{\partial \ln \gamma} + \kappa_2 + \kappa_3. \quad (35)$$

Коэффициент D_i , характеризующий поток вдоль электрического поля за счет его изменения во времени (вследствие инерции установления функции распределения электронов), определяет-

ся величиной κ_4 . Порядок величины всех коэффициентов «диффузии» дается оценкой

$$D \simeq \frac{v_{e0}^2}{v_u} \simeq \frac{\varepsilon_k}{m\nu_m}. \quad (36)$$

Однако знаки коэффициентов D_E и D_i могут меняться в зависимости от сорта газа и параметра E/N . Величина и знак этих коэффициентов определяются зависимостью сечений упругого и неупругого рассеяния электронов на нейтральных частицах от их относительной скорости. Отношение диффузионных потоков (пропорциональных $\partial n_e/\partial x$ и $\partial \ln \nu/\partial x$) к дрейфовому в условиях применимости разложений (26), (30) мало $\sim l_u/L_x$. Поэтому в большинстве расчетов характеристик электрического разряда диффузионными потоками пренебрегается. Их удержание необходимо в исследованиях устойчивости плазмы, определении структуры различных неоднородностей (приэлектродных скачков, шнуров, доменов и страт).

Ток смещения сравнивается или превосходит дрейфовый ток электронов в процессах, характерные времена которых τ_x малы по сравнению с максвелловским временем τ_M :

$$\tau_M = \frac{E}{4\pi n_e \sigma v_{e0}} = \frac{1}{4\pi\sigma}. \quad (37)$$

Здесь σ — электронная проводимость плазмы. За время порядка τ_M происходит нейтрализация объемных зарядов в проводящей среде. Материальный поток, пропорциональный скорости изменения электрического поля во времени (последнее слагаемое в (34)), следует сравнить с током смещения. Отношение первого слагаемого в выражении (34) к последнему составляет (с учетом (14), (36), (37))

$$\frac{v_{e0}E}{4\pi n_e D_i} \simeq \frac{v_{e0}E m \nu_m E}{4\pi n_e \varepsilon_k} \simeq \frac{E^2}{4\pi n_e \varepsilon_k} = \nu_u \tau_M. \quad (38)$$

Для плазмы тлеющего разряда параметр $\nu_u \tau_M$ может быть как большим, так и малым по сравнению с единицей [71, 72]. При $\nu_u \tau_M \ll 1$ ток смещения мал по сравнению с материальным потоком, пропорциональным производной от абсолютной величины электрического поля по времени. Таким образом, учет потока, пропорционального $\partial \ln \nu/\partial t$, необходим в нестационарных задачах в плазме с достаточно высокой концентрацией электронов, когда давление электронного газа ($n_e \varepsilon_k$) превышает давление электрического поля $E^2/4\pi$. Удержание токов, пропорциональных E , необходимо в задачах об устойчивости плазмы, нахождении фазовых скоростей и инкрементов (см. ниже) и т. д. Следует учитывать, что при $\nu_u \tau_M \ll 1$ разложение (34) справедливо для процессов с характерными временами τ_x , большими времени установления электронной функции распределения: $\nu_u \tau_x \gg 1$.

2.4.2. Приближенные методы оценки коэффициентов диффузии электронов

Как уже отмечалось, коэффициенты $D_{||}$, D_E , D_t и т. д. выражаются сложным образом через сечения рассеяния электронов на атомах и молекулах. Измерение этих коэффициентов позволяет уточнить набор сечений, используемых для расчета электронной функции распределения и констант скоростей различных процессов.

Для наглядности можно приближенно оценить коэффициенты «диффузии», воспользовавшись уравнением баланса энергии электронов (ср. [73]). Как уже отмечалось, уравнение баланса энергии, следующее из уравнения (21), не несет новой информации по сравнению с уравнением баланса числа частиц (27) и является в рассматриваемой ситуации излишним. Поэтому уравнение баланса электронной энергии, которое обычно пишут по аналогии с уравнениями гидродинамики для полностью ионизованной плазмы [74, 75], в случае сильнонеравновесной плазмы тлеющего разряда имеет качественный смысл.

Используя указанную аналогию, напишем:

$$\frac{3}{2} n_e \left(\frac{\partial \varepsilon_k}{\partial t} + (\mathbf{v}_e, \nabla) \varepsilon_k \right) + p_e \operatorname{div} \mathbf{v}_e = \mathbf{j} \mathbf{E} - n_e \varepsilon_k \nu_u(\varepsilon_k). \quad (39)$$

Здесь ε_k — характеристическая энергия (12), совпадающая в случае максвелловского распределения электронов по скоростям с их температурой T_e ; $p_e = n_e \varepsilon_k$ — давление электронов \mathbf{j} — плотность тока, определяемая в этом приближении через дрейфовую скорость и поперечную диффузию:

$$\mathbf{j} = \frac{e^2 n_e \mathbf{E}}{m \nu_m(\varepsilon_k)} + e \operatorname{grad}(D_{\perp}(\varepsilon_k) n_e). \quad (40)$$

В однородной стационарной плазме (39) совпадает с (14) (при $\varepsilon_k \gg T$). Решение этого уравнения дает характеристическую энергию ε_k^0 в зависимости от параметра E/N . (При учете столкновений электронов с колебательно-возбужденными частицами появится зависимость ε_k^0 от T_v и т. д.). Рассматривая малые неоднородности параметров плазмы (n_e , $\gamma = E/N$, T_v), а также учитывая нестационарность γ и т. д., представим ε_k в виде (ср. 26)):

$$\begin{aligned} \varepsilon_k = & \varepsilon_k^{(0)}(\gamma) + \varepsilon_k^{(1)}(\mathbf{e} \nabla \ln n_e) + \varepsilon_k^{(2)} \frac{1}{\gamma} \operatorname{div} \mathbf{e} \gamma + \varepsilon_k^{(3)}(\mathbf{e} \nabla \ln \gamma) + \\ & + \frac{\varepsilon_k^{(4)}}{\nu_{e0}} \frac{\partial \ln \gamma}{\partial t}. \end{aligned} \quad (41)$$

Подставляя (41) в (39) и используя (40), можно получить выражения для $\varepsilon_k^{(i)}$, а подставляя (41) в (40), и разлагая в этом выражении первое слагаемое, зависящее через ν_m от ε_k в ряд по параметрам l_u/L_x и $(\nu_u \tau_x)^{-1}$, получим приближенные выра-

жения для коэффициентов D_{\parallel} , D_E , D_t и т. д. Таким образом получим для $\varepsilon_k^{(i)}$ ($i=1, \dots, 4$):

$$\begin{aligned}\varepsilon_k^{(1)} &= \varepsilon_k^0 \frac{v_{e0}}{v_u S} \left(\frac{m v_m D_{\perp}}{\varepsilon_k^0} \right), \\ \varepsilon_k^{(2)} &= \varepsilon_k^0 \frac{v_{e0}}{v_u S}, \\ \varepsilon_k^{(3)} &= \varepsilon_k^0 \frac{2v_{e0}}{v_u S^2} \left[\frac{3}{2} - \hat{v}_m + \hat{D}_{\perp} \cdot \left(\frac{m v_m D_{\perp}}{\varepsilon_k^0} \right) \right], \\ \varepsilon_k^{(4)} &= -\varepsilon_k^0 \frac{3v_{e0}}{v_u S^2}.\end{aligned}\quad (42)$$

Здесь $S = 1 + \hat{v}_u + \hat{v}_m$; величина $\hat{\psi}$ обозначает $\partial \ln \Psi / \partial \ln \varepsilon_k^0$. Для тока аналогичным образом будем иметь (30):

$$\begin{aligned}j &= \frac{e^2 n_e \mathbf{E}}{m v_m (\varepsilon_k^0)} + e D_{\perp} \nabla_{\perp} n_e + e D_{\parallel} n_e \mathbf{e} \cdot \nabla \ln n_e + \\ &+ \frac{e n_e \kappa_2}{\gamma} \mathbf{e} \operatorname{div} \gamma \mathbf{e} + e n_e \kappa_3 \mathbf{e} \cdot \nabla \ln \gamma + \frac{e n_e D_t}{v_{e0}} e \frac{\partial \ln \gamma}{\partial t},\end{aligned}\quad (43)$$

где ∇_{\perp} — означает градиент поперек электрического поля. Для коэффициентов диффузии указанная приближенная процедура дает:

$$\begin{aligned}D_{\parallel} &= D_{\perp} \frac{1 + \hat{v}_u}{S}, \\ \kappa_2 &= \frac{\varepsilon_k^0 \hat{v}_m}{S m v_m}, \\ \kappa_3 &= \frac{2 \varepsilon_k^0 \hat{v}_m}{S^2 m v_m} - \frac{2 D_{\perp}}{S^2} \hat{D}_{\perp} (1 + \hat{v}_u), \\ D_t &= \frac{3 \varepsilon_k^0 \hat{v}_m}{m v_m S^2}.\end{aligned}\quad (44)$$

Из выражений (44) следует, что перенормировка коэффициентов диффузии определяется зависимостью транспортной частоты v_m от энергии. При $\hat{v}_m = 0$ имеем $D_{\parallel} = D_{\perp}$, $\kappa_2 = D_t = 0$. Порядок величин коэффициентов диффузии соответствует оценке $D \simeq v_{e0}^2 / v_u \simeq \frac{\varepsilon_k}{m v_m}$. В зависимости от величины и знака логарифмических производных частот v_u и v_m коэффициенты диффузии κ_2 , κ_3 и D_t могут иметь разный знак. В принятом приближении и коэффициент D_{\parallel} может быть отрицательным (при $1 + \hat{v}_u < 0$). Однако при более точном рассмотрении можно установить, что знак D_{\parallel} всегда положителен [62]. Таким образом, описание анизотропной диффузии с использованием приближенного уравнения баланса энергий, обладая наглядностью дает достаточно простые выражения (44) для коэффициентов диффузии. Точ-

ность такого подхода, однако, невелика, и только строгое рассмотрение с использованием кинетического уравнения позволяет получать надежные выражения для соответствующих коэффициентов переноса (см. рис. 3).

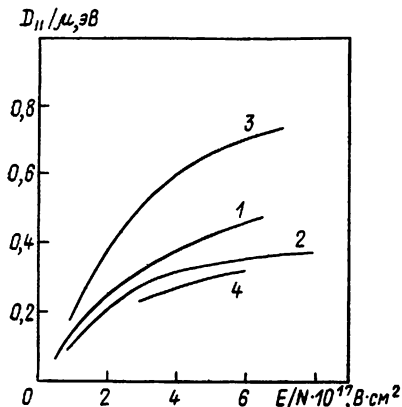


Рис. 3. Коэффициент продольной диффузии в азоте:

1 — эксперимент [52]; 2 — расчет [70]; 3 — приближенная теория [70]; 4 — приближенная теория [232]

Аналогичная картина анизотропной диффузии имеет место и для ионов [76]. Теория для ионной диффузии осложняется по сравнению с изложенной выше тем, что массы ионов могут быть сравнимы с массой нейтральных рассеивателей и приближение лоренцева газа, используемое для электронов, в этом случае неприменимо. В ряде случаев для количественного описания применяются методы Монте-Карло. В тлеющем разряде при небольшой степени ионизации ионы обычно слабо оторваны по температуре от нейтральных атомов или молекул. Поэтому ионная диффузия играет еще меньшую роль, чем диффузия электронов.

2.4.3. Уравнения переноса заряженных частиц в плазме тлеющего разряда

Таким образом, уравнения переноса заряженных частиц в сильнонеравновесной плазме сводятся к уравнениям баланса числа электронов (27) (с дрейфовой скоростью, определяемой выражением (30)) и ионов, которые имеют вид:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \text{div } n_i \mathbf{v}_i = Q_i. \quad (45)$$

Здесь n_i — концентрация положительных или отрицательных ионов, $\mathbf{v}_i = \mu_i \mathbf{E}$ — дрейфовая скорость ионов с подвижностью μ_i , Q_i — суммарная скорость рождения и гибели ионов в различных ионно-молекулярных процессах (диффузией ионов пренебрежено).

В плазме без магнитного поля (при достаточно слабых токах) к уравнениям (27), (45) необходимо добавить электродинамические уравнения

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = 0, \quad (46)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho, \quad (47)$$

где $\rho = e(\sum_i Z_i n_i - n_e)$, Z_i — заряд иона. Математическая структура получившейся системы уравнений существенно отличается (проще) от структуры обычной системы уравнений, включающей в себя дополнительно уравнение баланса средней энергии электронов. Как отмечалось, картина анизотропной диффузии отражает нелокальность (нестационарность) электронной функции распределения в неоднородных и меняющихся во времени условиях. Приближенно эту картину можно описывать в рамках установления средней энергии электронов (ср. (39)), однако, количественная точность последнего подхода невелика. В то же время ограничение первыми членами разложения дрейфовой скорости (30) в ряд по параметрам l_u/L_x и $(v_u \tau_u)^{-1}$, не позволяет учесть процессы, аналогичные электронной теплопроводности, которые легко учитываются при приближенном описании на языке уравнений баланса энергии.

В ряде случаев необходимо рассматривать процессы, в которых характерные пространственные (временные) масштабы изменения электрических полей, концентраций или других величин малы или сравнимы с энергетической длиной пробега — l_u (или временем установления распределения электронов по энергиям v_u^{-1}). Такие ситуации возникают вблизи электродов (в катодном слое, фарадеевом пространстве, области отрицательного свечения и т. д. [3]), при рассмотрении некоторых быстрых неустойчивостей плазмы [72, 75]. Для описания таких явлений требуется кинетический подход (см., например, [66—68]). В достаточно сильных электрических полях ионизационное усиление может приводить к столь большим градиентам, что происходит существенное искажение функции распределения. В работе [77] был предложен метод, позволяющий в явном виде учесть влияние ионизационного искажения (нелокальности) на расчетные кинетические коэффициенты. Этот метод использовался для уточнения сечений рассеяния в Ar [78], N₂ [79, 80], H₂ [81], для смесей CO₂:N₂:He [82]. В работе [83] показано, что в широко используемых в эксимерных лазерах смесях типа He:Kr:F₂:He:Xe:F₂; Ar:Xe:F₂ и т. д. [84] прилипание электронов к молекулам галогенов (F₂, Cl₂) приводит к существенному изменению кинетических коэффициентов уже в достаточно слабых полях, т. к. потери энергии электронов в процессе прилипания соизмеримы с суммарными потерями энергии. Здесь также речь идет о возникающей неоднородности (или нестациона-

нарности) функции распределения электронов за счет процессов прилипания.

Таким образом, если какие-либо специальные причины для появления резких градиентов или быстрого изменения во времени параметров плазмы отсутствуют, можно пользоваться уравнениями переноса (27), (30), (45) вместе с электродинамическими уравнениями (46), (47). Электронное уравнение переноса в случае совместного действия электрического и магнитного полей выведено в работе [85].

2.4.4. О квазинейтральном описании слабоионизованной плазмы

Как уже отмечалось, отношение «диффузионных» электронных потоков к дрейфовому в уравнении (30) мало по параметру $v_e/v_u L$. Нарушение квазинейтральности в двухкомпонентной плазме определяется параметром $v_e^e \tau_M / L$, где τ_M — максвелловское время (37). В зависимости отношения этих параметров $v_u \tau_M = \frac{E^2}{4\pi n_e e k}$ следует учитывать либо нарушение квазинейтральности ($v_u \tau_M \gg 1$), либо «диффузию» ($v_u \tau_M \ll 1$) (этим же параметром определяется соотношение тока смещения и тока, связанного с изменением поля во времени (см. (38)). Если не предполагать ничего относительно величины $v_u \tau_M$, но считать малыми параметры $v_e/v_u L$, $v_e \tau_M / L$, то естественно упростить сформулированную систему уравнений, считая $n_e = n$, подставляя $n_i = n + \frac{1}{4\pi e} \operatorname{div} \mathbf{E}$ в уравнение переноса электронов (27):

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} - n \mathbf{v}_i \cdot \nabla \ln \frac{\mu_e}{\mu_i} + \frac{1}{4\pi e} \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \mathbf{E} + \frac{1}{4\pi e} \operatorname{div} (\mathbf{v}_i \operatorname{div} \mathbf{E}) + \\ + \frac{\mu_i}{\mu_e} \operatorname{div} n \mathbf{v}_D = Q_i, \end{aligned} \quad (48)$$

где $\mathbf{v}_D = \mathbf{v}_e + \mu_e \mathbf{E}$. Оценка отдельных членов в уравнении (48) по отношению ко второму, который можно назвать квазинейтральным дрейфом, дает: $\frac{L}{\tau_x v_i}$; 1; $\frac{\mu_e \tau_M}{\mu_i \tau_x}$; $\frac{v_e \tau_M}{L}$; $\frac{v_e}{L v_u}$; $\frac{Q_i L}{n v_i}$ (при проведении оценок полагалось $|d \ln(\mu_e/\mu_i)/d \ln E| \approx 1$). Как видно, первые два члена и, возможно, правая часть (48) значительно превышают остальные. Это значит, что при вычислении с третьего по пятый членов уравнения (48) можно пользоваться нулевым приближением по перечисленным параметрам (для простоты положим $\frac{\mu_e \tau_M}{\mu_i \tau_x} \ll 1$). В нулевом приближении уравнение непрерывности полного тока сведется к виду:

$$\operatorname{div} \mu_e \mathbf{E} = 0, \quad ()$$

откуда, выражая $\operatorname{div} \mathbf{E}$ через ∇n , можно убедиться, что поправочный (из уравнения Пуассона) член принимает вид, характерный для диффузионных:

$$\frac{1}{4\pi e} \operatorname{div} (\mathbf{v}_i \operatorname{div} \mathbf{E}) = -\operatorname{div} [\kappa_{\text{зар}} \mathbf{e} n (\mathbf{e} \cdot \nabla \ln n \mu_e)], \quad (50)$$

где $\kappa_{\text{зар}} = \frac{E^2 \mu_i}{4\pi e n} = v_i v_e \tau_M$, $\mathbf{e} = \mathbf{E}/|\mathbf{E}|$. Отметим, что описываемый дополнительный механизм диффузии плазмы, роль которого растет с повышением добавления, рассматривался ранее в случае ВЧ-поля [86].

В одномерной геометрии, когда все величины зависят только от координаты вдоль поля, уравнения квазинейтральной плазмы можно упростить далее, используя теорию возмущений по перечисленным выше параметрам. С учетом (49) суммарный «диффузионный» поток можно привести к виду

$$n v_D = \left(-D_{\parallel} + \frac{D_E}{\hat{v}_{e0}} \right) \frac{\partial n}{\partial x} - \frac{n}{v_{e0}} D_t \frac{\partial \ln E}{\partial t}, \quad (51)$$

где $\hat{v}_{e0} = \frac{d \ln v_{e0}}{d \ln E}$. Как видно из (51), суммарный диффузионный поток может быть направлен по градиенту плотности плазмы, если $D_E > D_{\parallel} \cdot \hat{v}_{e0}$.

2.5. Структура тлеющего разряда в газах повышенного давления

В разряде различают два типа неоднородностей плазмы: продольные, когда плотность плазмы и поля изменяются вдоль тока, и поперечные, когда распределение тока в сечении неоднородно.

Остановимся вначале на продольной структуре разряда. Как показывает опыт, при повышении давления газа основные части тлеющего разряда сохраняются. Это — катодный слой (КС), отрицательное тлеющее свечение (ОТС), фарадеево темное пространство (ФТП), плазменный столб (ПС), анодный слой (АС). Время установления этой структуры и характерные размеры переходных областей, очевидно, падают с ростом плотности тока и, возможно, с ростом давления.

2.5.1. Прикатодная область

Хорошо известно [1—4], что на границе катода с плазмой разряда возникает заряженный слой, в котором происходит генерация потока ионов, замыкающих полный ток на поверхность. По теории Энгеля—Штейнбека ВАХ катодного слоя обладает минимумом, соответствующим нормальному катодному падению, $V_{\text{н}}$, и нормальной плотности тока, $j_{\text{н}}$, и двумя вос-

ходящими ветками: поднормальной (при $j < j_n$) и аномальной (при $j > j_n$). Нормальная плотность тока пропорциональна N^2 (N — плотность газа), зависит от сорта газа и, в меньшей степени, от материала катода. Типичные значения V_n от 150 В до ≈ 400 В. Нормальная плотность тока изменяется в больших пределах. Например, для гелия $j_n \cong (2 \div 5)$ мкА/см², для азота $j_n \cong 400$ мкА/см² при нормальных условиях и давлении 1 Тор. На рис. 4 представлена нормальная плотность тока как функция состава смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$ [8]. Следует отметить, что до сих пор слабо изучена зависимость V_n , j_n от сорта газа для смесей. Не изучено как экспериментально, так и теоретически влияние потока газа на ВАХ катодного слоя.

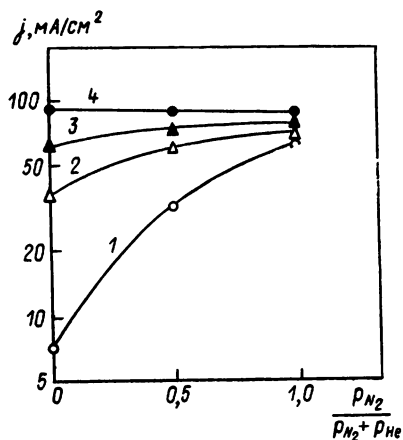


Рис. 4. Нормальная плотность тока как функция состава смеси газов He, N₂, CO₂ (полное давление 30 Тор, $i = 170$ мА, $U = 0$):
1 — $p_{CO_2} = 0$; 2 — 15; 3 — 22,5; 4 — 30 Тор

Для самостоятельных тлеющих разрядов экспериментально установлена неосуществимость поднормальной ветки ВАХ. Таким образом, с ростом давления минимальная плотность тока на катоде растет примерно как p^2 (нагрев газа может ослабить этот рост, но незначительно). В плазме зависимость плотности тока от давления в значительной мере определяется ее применениями. Для большинства ситуаций требуемая плотность тока в объеме разряда j_p растет с давлением не сильнее линейной функции. При этом плотность тока на катоде при давлениях ~ 100 Тор оказывается заметно больше типичной для стационарных разрядов плотности тока в плазме. Чтобы согласовать плотность тока на катоде со средней плотностью тока в плазме, катод секционируют, так что площадь катодных элементов с давлением уменьшается (используется все более мелкое секционирование). В таких системах структура разряда вблизи катода принципиально трехмерна. В разрядах со сплошным катодом (ТЕА — системы, несамостоятельные разряды) средняя плотность тока, как правило, заметно меньше нормальной плотности тока на катоде. Вопрос о том, как происходит согласо-

вание прикатодного слоя с плазмой в этом случае, до сих пор неясен. В настоящее время обсуждаются две возможности такого согласования: 1) предполагается, что катодный слой имеет мелкопятнистую структуру с нормальной плотностью тока в каждом пятне [87—89]; 2) предполагается, что катодный слой однороден и находится в поднормальном режиме с отрицательной ВАХ [90, 91]. Основание для первой точки зрения — наблюдение пятнистой структуры ОТС на катоде [89], для второй — высокие измеренные значения катодного падения, согласующиеся с теорией поднормального режима [90, 92], а также наблюдение отрицательного участка ВАХ в эксперименте [91]. Однозначное решение вопроса теоретически в настоящее время едва ли возможно. Резкое изменение поля в КС приводит к сильным эффектам неравновесности ФРЭЭ, нелокальной связи скорости ионизации с полем [93], что и является, по-видимому, основной причиной появления области ОТС с очень малым полем. Корректное описание КС и его устойчивости требует обращения к кинетическому уравнению для электронов. В последнее время выполнены расчеты методом Монте-Карло ФРЭЭ в несамосогласованном распределении поля, имитирующем поле КС [66]. Задача самосогласования распределения поля с ФРЭЭ представляется достаточно сложной и еще не решена. Из сказанного ясно, что исследование областей КС и ОТС для газов повышенного давления в настоящее время только начинается [66, 93].

2.5.2. Переходная область и плазменный столб

В классическом тлеющем разряде ФТП — переходная область между ОТС-областью с неравновесной ионизацией и низким полем, и положительным столбом. Оно характеризуется изменением поля от малых значений до значения в ПС. Длина его определяется процессами переноса плазмы вдоль тока (диффузией [1-3]) и скоростью распада плазмы в пониженном поле (поперечная диффузия, рекомбинация [1-3]). С ростом давления роль диффузии подавляется. В этом случае в электроположительном газе основным процессом переноса становится квазинейтральный дрейф (см. 2.4.4), а механизм гибели — рекомбинация. Сравнение эксперимента с теорией, учитывающей эти факторы, для азота дало хорошее совпадение в распределении поля в ФТП [94]. В случае электроотрицательного газа роль дрейфового переноса плазмы возрастает, изменяются и процессы, формирующие состав плазмы. В общем случае это может привести к удлинению переходной области. Теория переходной области между ОТС и однородным ПС в электроотрицательном газе развита в работах [95-98] (см. также обзор [99]). Количественное сравнение теории с экспериментом для воздуха показало [34], что для согласования их друг с другом

необходимо учесть разогрев ионов в электрическом поле и связанное с этим уменьшение коэффициента ион-ионной рекомбинации. Следует отметить, что с ростом плотности тока длина ФТП (L^{Φ}) уменьшается в соответствии с ростом рекомбинационных потерь. Для азота, например, L^{Φ} (см) = $0,1/j$ ($\text{A} \cdot \text{cm}^{-2}$) [94]. Поэтому в сильноточных разрядах наличием областей КС, ОТС, ФТП и АС можно пренебречь. В несамостоятельном разряде длина ФТП также уменьшается вследствие уменьшения поля в ПС по сравнению с самостоятельным разрядом.

Плазменным столбом естественно назвать область плазмы, в которой ионизационные процессы уравновешиваются процессами гибели заряженных частиц. При таком определении ПС — однороден, если однородна скорость внешней ионизации (когда она имеется).

Следует подчеркнуть, что в слаботочных разрядах в воздухе ($j_p = (1 \div 100) \text{ mA/cm}^2$) однородное состояние ПС вообще не достигается (при межэлектродных зазорах ≤ 5 см) [99].

ПС — область наиболее важная для практического применения разрядов. Слабая неоднородность ПС упрощает моделирование его, допускает наиболее полное кинетическое описание. В соответствии с выводом о возможности современного теоретического описания кинетических процессов в слабоионизованной плазме, сделанным в разделе (2.1), характеристики ПС удастся надежно рассчитать только при малой степени колебательного и электронного возбуждения. Это легко понять также, если принять во внимание наличие большого количества механизмов неустойчивостей, связанных с появлением возбужденных частиц. Примеры успешного моделирования ПС указаны ниже (см. раздел (2.7)).

2.5.3. Анодный слой

На границе ПС с анодом возникает анодный слой, который возникает при отсутствии эмиссии ионов с поверхности анода. При повышенном давлении газа диффузией можно пренебречь и использовать для описания анодного слоя простейшие дрейфовые уравнения и уравнение Пуассона (см. раздел 2.4). В таком виде задача решалась впервые в [100], позднее это решение уточнялось с учетом более реальной зависимости $v_i(E/N)$ [94]. Оказалось, что найденная таким образом ВАХ слоя падающая, т. е. анодное падение уменьшается с ростом плотности тока (j) примерно обратно пропорционально. Физическая причина отрицательной ВАХ анодного слоя связана с уменьшением толщины АС с ростом j , как видно из уравнения Пуассона (47), при слабой зависимости напряженности электрического поля в АС от плотности тока (поскольку скорость ионизации v_i является резко растущей функцией от параметра E/N). Экспериментальные данные для величины анодного падения в раз-

ряде в потоке азота и воздуха и для зависимости анодного падения от плотности тока подтвердили осуществимость такого режима работа АС [101]. Неустойчивость АС с падающей ВАХ была теоретически предсказана в [102]. Экспериментально был обнаружен закон нормальной плотности тока на аноде [103]. В работе [101] экспериментально показано, что поток газа разрушает пятна с нормальной плотностью тока и переводит АС в поднормальный режим.

Внешний источник ионизации существенно влияет на ВАХ АС [104] и его устойчивость [102]. В результате в несамостоятельном разряде анодным падением можно, как правило, пренебречь и считать АС однородным.

2.5.4. Поперечная структура разряда на стадии его формирования

Поперечная структура разряда при повышенном давлении газа существенно определяется фазой установления тока разряда. В частности, в отсутствие дополнительной предыонизации пробой происходит через стримерную стадию, завершающуюся образованием одного дугового канала [2, 35, 105, 106]. Минимальная концентрация электронов, необходимая для того, чтобы лавины, вызванные разными первичными электронами, перекрылись друг с другом, оценивалась в работах [107, 108]:

$$n_{e0} \approx \left(\frac{eE}{\epsilon_k d} \right)^{3/2}, \quad (52)$$

где d — межэлектродный зазор, ϵ_k — (см. (12)). По оценкам [107, 108] величина n_{e0} лежит в пределах $(10^4 \div 10^6)$ см⁻³ в зависимости от состава газовой смеси и давления. Однако простая оценка дает, по-видимому, заниженные значения n_{e0} (в экспериментах [109] $n_{e0} = (10^8 \div 10^{10})$ см⁻³, вследствие неучета конечной скорости нарастания напряжения и процесса замыкания тока на катоде.

При достаточно однородной и сильной предыонизации поперечная структура формирующегося разряда определяется конфигурацией электродов. В короткоимпульсных (как правило, сильноточных) разрядах обычно электроды не секционированы, а делаются такой формы, чтобы исключить локальное повышение поля (см. раздел (3.2)). В разряде с такими электродами поле в среднем монотонно спадает от оси к периферии. Легко оценить размер разряда, обусловленный этим спаданием поля, получающийся к концу стадии экспоненциального размножения во времени. Если $E = E_{\max}(1 - x^2/a^2)$, где a — характерный поперечный размер электрода, то

$$n_e = n_{e0} \exp \left(\int v_i dt \right) \approx n_{e0} \exp \left(\int v_{im} dt \right) \times \\ \times \exp \left[- \int v_{im} \hat{v}_{im} \frac{x^2}{a^2} dt \right], \quad (53)$$

где ν_{im} — частота ионизации на оси, $\hat{\nu}_{im} = d \ln \nu_{im} / d \ln E_{max}$, $\exp\left(\int \nu_{im} dt\right) \approx \frac{n_{max}}{n_{e0}}$. Из выражения (53) легко видеть, что ширина распределения плазмы равна

$$r_{пл} \approx a \left(\hat{\nu}_{im} \ln \frac{n_{max}}{n_{e0}} \right)^{-1/2}. \quad (54)$$

Поскольку $\hat{\nu}_{im} \approx (10+20) \gg 1$, $\ln \frac{n_{max}}{n_{e0}} \approx (10+20) \gg 1$, то диаметр образовавшегося плазменного столба много меньше размера электрода (обычно стараются делать $a \geq d$). Легко выяснить, что при установлении локального ионизационно-рекомбинационного равновесия поперечный размер плазменного столба увеличивается, достигая значения

$$r_{пл. рек.} \approx a (\hat{\nu}_{i0})^{-1/2}, \quad (55)$$

$$\hat{\nu}_{i0} = \frac{d \ln \nu_{i0}}{d \ln E} \Big|_{E=E_0},$$

где E_0 — стационарное поле.

Уменьшение размера плазменного столба по сравнению с размером изменения поля связано, таким образом, с резкостью зависимости частоты ионизации от поля. Поскольку в действительности частота ионизации зависит от параметра E/N , то распределение плотности плазмы оказывается очень чувствительным к неоднородностям не только поля, но и плотности. В частности, по этой причине не удастся создать импульсный разряд со сплошными электродами с УФ-предыонизацией в сверхзвуковом канале [110]. Эта же чувствительность импульсного самостоятельного разряда к флуктуациям плотности газа является одной из основных причин ограничения частоты следования разрядов в импульсно-периодическом режиме в потоке газа [111].

Поперечная неоднородность плотности плазмы, возникшая на стадии пробоя (54) сглаживается за счет рекомбинации (55), а на больших временах из-за амбиполярной диффузии. Нелинейное обострение тока, наступающее неизбежно по мере возбуждения газа, приводит к обратному стягиванию плазменного столба в высокопроводящий канал. Очевидно, что для расчетов устойчивости разряда эффект неоднородного распределения плазмы учитывать необходимо. В несамостоятельном разряде чувствительность распределения плазмы к вариациям поля и плотности газа подавлена. В этом случае основная причина неоднородности — источник ионизации быстрыми электронами (или другими ионизирующими частицами γ , p и т. д.). Вследствие рассеяния электронов на разделительной фольге и в газе плотность тока быстрых электронов и их энергия, т. е. ионизирующая способность, меняются в пространстве. В работе [112] на основе численных расчетов по методу Монте-Карло предложены простые аппроксимации для источника ионизации,

учитывающие рассеяние электронов и влияние на них электрического поля разряда.

В самостоятельных квазистационарных и быстропроточных стационарных разрядах, как правило, катод секционируется [99]. В этом случае, очевидно, поперечная структура существенно зависит от соотношения периода секционирования и длины межэлектродного промежутка, d . Выражение (55) позволяет предсказать, что заметная неоднородность плотности плазмы на стадии ионизационно-рекомбинационного равновесия возникает, когда период секционирования больше или равен $\sim d/4$. Следует подчеркнуть, что в разряде с секционированным катодом поперечная структура существенно зависит от координаты вдоль тока. Максимальная неоднородность, очевидно, на катоде. В области ОС и ФТП отдельные токовые каналы расширяются и на некотором расстоянии от катода могут перемыкаться. В работе [113] обнаружена связь между режимом работы катодного слоя и скоростью смыкания отдельных токовых каналов. В частности, когда катод работает в нормальном режиме, токовый канал расширяется медленно и вблизи катода возникает область сильных полей, соответствующих ионизационно-рекомбинационному равновесию. При переходе в аномальный режим работы катода размер ОС растет, вместе с ним растет размер области слабых полей (ФТП), усиливается радиальное растекание тока и уменьшается длина, на которой перемыкаются отдельные токовые каналы. Описанные изменения структуры разряда в прикатодной зоне происходят также во время эволюции тока разряда после его включения.

В настоящее время в теоретических моделях поперечная структура разряда, возникающая на стадии его формирования и связанная с конфигурацией электродов, не учитывается.

2.5.5. Влияние потока газа на структуру разряда

Одно из первых теоретических описаний тлеющего разряда в потоке газа принадлежит Шотки в работе [114], ставшей классической. При характерных для работы [114] низких давлениях газа ($p \leq 5$ Тор) амбиполярная диффузия была намного важнее в балансе заряженных частиц, чем конвективный вынос потоком, поэтому в [114] ни к чему существенному поток газа не привел. С повышением давления роль диффузии в балансе заряженных частиц падает, так что влияние потока оказывается существенным. Особенно быстро сказывается поток на поперечном разряде. Первые наблюдения получающихся в этом случае форм разряда и переходов между ними были совершены в работах [115—118]. В [115] исследовался разряд в сверхзвуковом потоке воздуха с числом Маха $M > 3$. Между вытянутыми вдоль потока яркими плазменными каналами, привязанными к электродам, наблюдались зоны диффузного свечения различной интенсивности. В [116] впервые было исследовано

явление перехода контрагированного положительного столба в аргоне и смеси аргона с цезием в диффузный при увеличении скорости потока в дозвуковом режиме. Эти первые работы показали принципиальную возможность осуществления однородного тлеющего разряда при повышенных давлениях за счет стабилизации его потоком газа.

Первая модель разряда в поперечном потоке газа, учитывающая диффузию и предполагающая наличие плазменного столба, была сформулирована в работе [118] (краткое изложение ее см. в разделе 3.4).

Как уже отмечалось, условие согласования плотности тока на катоде и в плазме при повышенном давлении газа приводит к необходимости секционирования катода. При этом в основной части разряда (на длине вдоль потока $l \gg d$, d — длина зазора катод-анод) на характер горения существенное влияние оказывает плазма, сносимая с верхней по потоку части разряда. Детальный механизм поддержания разряда при повышенном давлении газа на первых по потоку электродных секциях в настоящее время не установлен. Это связано со сложной двух- (трех-)мерной структурой полей и токов, а также с неясностями в элементарных процессах (особенно для разряда в воздухе). Следует отметить, что численные расчеты по двумерной квазинейтральной модели для азота дают разумные, не слишком далекие от эксперимента параметры разряда [119, 120], хотя в этих моделях отсутствует ФТП, наблюдаемое в эксперименте.

Влияние потока на разряд не сводится к возникновению неоднородности плазмы вдоль скорости газа. Поток существенно действует в первую очередь на анодную область. Когда он ламинарен, то наблюдается сжатие анодного свечения в полосы вдоль потока [121]. При турбулизации потока ($Re \geq Re_{кр} \approx 2 \cdot 10^3$) анодное свечение сильно размывается, так что средняя плотность тока падает, возникают пульсации тока и напряжения [122]. Пульсации возникают также и в продольном потоке газа. Как показано в работе [101], эти пульсации обязаны процессам образования анодных пятен и их последующего разрушения потоком газа.

2.6. Основные механизмы неустойчивостей тлеющего разряда

Высокая степень неравновесности плазмы тлеющего разряда способствует появлению большого количества механизмов неустойчивости протекания тока. Возможное взаимное влияние этих механизмов в реальном разряде существенно усложняет картину и делает очень трудной задачу идентификации основных механизмов неустойчивости в эксперименте.

Довольно подробный анализ возможных механизмов неустойчивостей плазмы тлеющего разряда в газах повышенного

давления дан в обзорах [9, 72]. Поэтому остановимся подробнее на общей картине и на работах, способствовавших дальнейшему развитию представлений в этой области.

Наблюдаемые в эксперименте неустойчивости по возникающему в результате развития состоянию плазмы естественным образом разделяются на два класса: 1) слоевые (расслоение поперек тока, слои, как правило, движутся); 2) шнуровые (расслоение вдоль тока).

2.6.1. Слойные неустойчивости

В эксперименте слоевые неустойчивости приводят к колебаниям тока и напряжения на разряде, которые объясняются возникновением и движением слоев, фиксируемых по свечению на фотографиях (см. рис. 5,6). В отличие от страт, развивающихся в тлеющем разряде низкого давления, слои в плазме в газе повышенного давления возникают в результате неустойчивости однородного состояния по отношению к длинноволновым возмущениям, в которых диффузия электронов неважна. В эксперименте наблюдалось и описано теоретически в ряде работ расслоение плазмы, обусловленное в основном двумя механизмами. Первый — относится к смесям газов, содержащим Ag, Xe, Kr, CH_4 — газы, обладающие эффектом Рамзауэра. При определенном соотношении компонент в смеси (в качестве примера можно привести $\text{N}_2(\text{CO}) : \text{Ag}(\text{Xe}) = (0,1 \div 1) \cdot 10$) дрейфовая скорость электронов v_e оказывается немонотонной функцией от параметра E/N . Связанная с падающим участком $v_e(E/N)$ неустойчивость аналогична широко известной Ганновской неустойчивости в полупроводниках. Скорость движения слоев порядка дрейфовой скорости электронов, v_e (см. рис. 5).

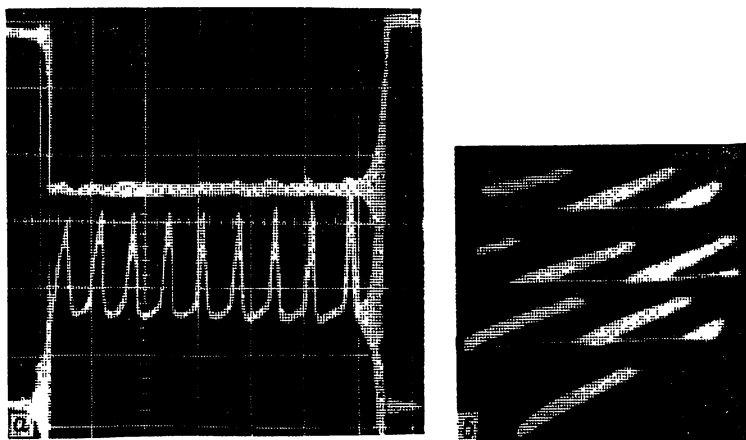


Рис. 5. Ганновская неустойчивость в смеси $\text{N}_2 : \text{Ag} = 2 : 100$, $p = 150 \text{ Тор}$ [153]:
 а — осциллограмма тока, шкала развертки 5 мкс/дел; б — СФР-грамма движущегося домена, длина промежутка 1 см, развертка 4 кадра/12 мкс

Второй механизм слоевой неустойчивости обязан быстрому росту скорости диссоциативного прилипания электронов к электроотрицательным молекулам (таким как, например, O_2 , CO_2 , HCl , H_2O и т. п.) с увеличением параметра E/N . Существующая вдоль тока отрицательная обратная связь между проводимостью и полем в случае, когда проводимость уменьшается с ростом поля, приводит к усилению возникающих флуктуаций. Скорость движения возникающих слоев в зависимости от параметров может изменяться в довольно широких пределах, оставаясь меньше дрейфовой скорости электронов (см. рис. 6).

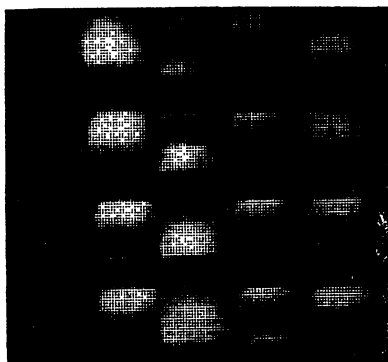


Рис. 6. Прилипательная неустойчивость в воздухе: эопограмма свечения разряда в промежутке 3,5 см; $p=79$ Тор; плотность тока 1,3 мА/см²; экспозиция кадра 0,1 мкс; интервал между кадрами 0,3 мкс

В некоторых смесях (таких, как $CO_2 : Ag$, $HCl : Ag$) могут осуществляться оба типа слоевых неустойчивостей. В этом случае колебания тока характеризуются двумя сильно отличающимися частотами. Слоевые неустойчивости приводят к появлению повышенных полей и, таким образом, могут ускорить шнурование разряда, что наблюдалось в эксперименте в случае прилипательной неустойчивости [123].

Результаты теоретического анализа двух указанных неустойчивостей изложены в обзоре [72]. Отметим работу [124], в которой теоретически предсказан еще один механизм слоевой неустойчивости, связанной с резким ростом скорости диссоциативного прилипания в зависимости от колебательной температуры (для газов типа O_2 , CO_2 , N_2O и т. п.). Экспериментально этот вид неустойчивости не наблюдался.

По своей природе близка к классическим неустойчивостям, сопровождающимся стратификацией разряда, кинетическая неустойчивость квазинейтральной плазмы, появляющаяся при использовании уравнений переноса (48), (49), (50). Эта неустойчивость обязана своеобразному явлению антидиффузии в на-

правлении вдоль поля, возникающему при условиях (см. (51)):

$$v_{u\tau_M} \ll 1, D_{\parallel} \hat{v}_e < D_E, \quad (56)$$

где D_{\parallel} , D_E определены ранее (см. (32), (35)), $\hat{v}_e \equiv \frac{d \ln v_e}{d \ln E}$. Физически антидиффузия получается в результате превышения потока электронов, пропорционального градиенту поля над продольным диффузионным потоком. Это дает основание назвать ее термопотоковой. Выполнимость второго из условий (56) связана с видом сечений рассеяния электронов на тяжелых частицах. Расчеты коэффициентов D_{\parallel} , D_E для реальных газов показали, что условия (56) выполняемы, например, для плазмы гелия при $0,3 \cdot 10^{-16} \text{ В} \cdot \text{см}^2 < E/N < 0,7 \cdot 10^{-16} \text{ В} \cdot \text{см}^2$ [125]. Впервые, по-видимому, на эту неустойчивость указал Тимофеев [61], однако использованные им уравнения не учитывали перенормировку продольных коэффициентов переноса.

2.6.2. Шнурование разряда

Перейдем к рассмотрению шнурования разряда. Фотографирование динамики шнурования разряда показало, что этот процесс не универсален и может происходить тремя качественно отличающимися способами: прорастанием шнура от катода, анода и однородной по длине разрядного промежутка контракцией (см. рис. 7а, б, в). При давлениях молекулярного газа больших ~ 100 Тор шнурование как в несамостоятельном, так и в самостоятельном разряде начинается чаще от катода. В самостоятельном разряде при $p \leq 100$ Тор шнурование, как правило, развивается от анода [72]. Как уже отмечалось, однородное состояние плазмы, поскольку в нем отсутствует отвод энергии, выделяющейся при протекании тока, принципиально нестационарно. Нагрев газа, накопление долгоживущих возбуждений или продуктов реакций оказываются самообостряющимися процессами. Обострение происходит за счет положительной обратной связи между температурой газа или степенью возбуждения и проводимостью плазмы. Это обострение приводит к взрывному развитию тока разряда в целом. Имеющиеся всегда небольшие неоднородности плазмы при таком взрывном развитии подчеркиваются и выделяются, особенно, если электрическая цепь разряда содержит балластное сопротивление. Таким образом контракция является естественной формой развития объемного разряда при повышенных давлениях газа. Термин «шнуровая неустойчивость» при этом может пониматься как наличие объемного механизма автоускорения эволюции разряда. Теоретические работы последнего времени, посвященные изучению механизмов объемной неустойчивости, основаны на детальном, как можно более полном моделировании процес-

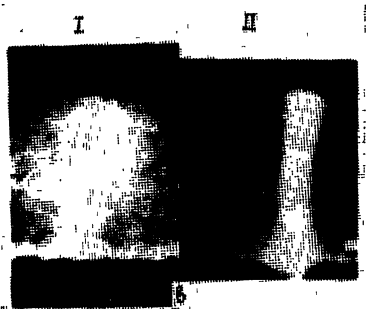
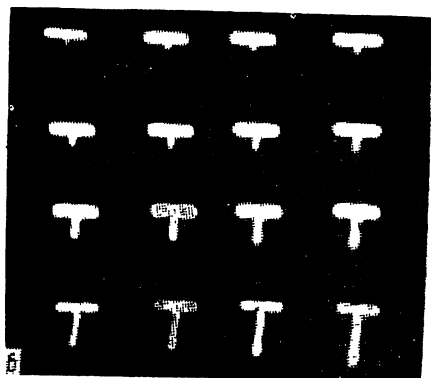
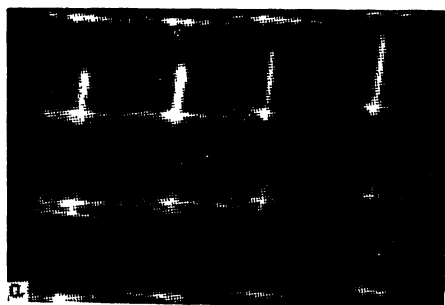


Рис. 7. Фотографии шнурования разрядов, катод сверху:

a — самостоятельный разряд, воздух $p=50$ Тор, средняя плотность тока 40 mA/cm^2 , межэлектродный промежуток $2,5 \text{ см}$, экспозиция кадра $0,2 \text{ мкс}$, время между кадрами 10 мкс [233]; *б* — самостоятельный разряд, азот $p=1 \text{ атм}$, межэлектродный промежуток 1 см [7], экспозиция кадра 1 мкс , время между кадрами 3 мкс ; *в* — самостоятельный разряд, гелий, $p=500$ Тор, межэлектродный промежуток 6 см , экспозиция кадра 1 мкс , первый кадр — $t=200 \text{ мкс}$, второй кадр — $t=1,1 \text{ мс}$ [165]

сов в плазме разряда [126-129]. Наиболее полно теоретически изучен несамостоятельный разряд в чистом азоте. Здесь задача осложнялась отсутствием экспериментальных данных по скорости колебательно-колебательного ($V-V$)-обмена, которые появились лишь недавно [130]. Проблема заключается в нахождении наиболее быстрого при данных условиях (малые значения E/N , высокая колебательная температура) механизма ионизации. Согласующие в целом с экспериментом результаты дает модель, учитывающая ступенчатую ионизацию через состояние $A^3\Sigma_u^+$ и ассоциативную ионизацию при столкновении колебательно возбужденных молекул [72]. Однако поскольку в [126] использована константа $V-V$ -обмена, на порядок превышающая значение из [130], то вопрос о преобладающем механизме ионизации в азоте при повышенном давлении ($p \leq 1 \text{ атм}$) требует дальнейшего исследования.

В лазерной смеси $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He}$ вопрос о скорости $V-V$ -обмена в молекуле N_2 теряет свою остроту из-за резко увеличивающейся скорости $V-T$ -релаксации в этой смеси. Однако здесь сильно усложняется ионно-молекулярная кинетика, увеличивается количество сортов ионов, которые необходимо учитывать. Построенная в работе [127] модель неплохо согласуется с экспериментом, что служит аргументом в пользу примени-

мости однородной модели для описания неустойчивости в несамостоятельном разряде в смеси $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He}$. Существенное влияние на устойчивость разряда, а также на величину среднего тока оказывают малые примеси, например, N_2O , NO_2 . Анализ влияния примеси N_2O в смеси $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 7 : 8$ на характеристики несамостоятельного разряда и лазера, выполненный в [128] на основе полной модели, включающей в себя процессы колебательной, ионно-молекулярной и электронной кинетики качественно согласуется с имеющимися в литературе данными.

В работе [129] теоретически исследуется устойчивость несамостоятельного разряда в смеси $\text{He} + 0,33\% \text{HCl}$ атмосферного давления. Численная модель содержит блок электронной кинетики с учетом тушения колебательных уровней HCl электронами [129], блоки колебательной и ионно-молекулярной кинетики, рассчитывается также нагрев газа. Анализ показывает, что в рассматриваемой системе ток долгое время нарастает плавно, что объясняется реакцией $\text{H} + \text{Cl}^- \rightarrow \text{HCl} + e$. Результаты расчета в [129] неплохо согласуются с экспериментом.

Во всех перечисленных работах разогрев газа рассчитывался в изобарическом приближении, что ограничивает применимость моделей достаточно большими временами $t > a/c_s$, где a — минимальный характерный размер разряда, c_s — скорость звука. Когда это условие не выполняется, необходимо наряду с системой кинетических уравнений решать газодинамические уравнения, т. е. переходить от однородных моделей к одно- (двух-) мерным. При сохранении полноты учета кинетических процессов это представляет собой трудную задачу.

Вопрос о развитии неустойчивостей на фоне однородной плотности газа $t \ll a/c_s$ изучен недостаточно полно. Имеется целый ряд механизмов неустойчивостей (см., например, [72]), приводящих к взрывному развитию тока разряда при постоянной плотности газа. Однако экспериментально идентифицирован, насколько нам известно, только механизм неустойчивости несамостоятельного разряда в электроотрицательном газе, связанный со ступенчатой ионизацией [131]. Между тем, есть основание полагать, что в коротких импульсных разрядах предельные характеристики также обусловлены резким нарастанием тока из-за нелинейных по плотности плазмы процессов.

В эксперименте часто шнурование начинается от электрода. Возможно, что возникшее вблизи электрода возмущение плотности плазмы начинает усиливаться и прорасти в объем при условиях, когда в основном объеме эволюция разряда протекает спокойно, задолго до взрыва, время которого можно отождествить с временем объемной неустойчивости.

Как показано в работе [102], дело обстоит именно таким образом, если приэлектродный слой обладает падающей ВАХ. (Такой же вывод сделан в [89] при рассмотрении катодного

слоя). Как хорошо известно, катодный слой имеет падающую ВАХ при малых токах [1—3]. Анодный слой при повышенном давлении газа обладает падающей характеристикой, минимум которой соответствует также нормальной плотности тока [101], довольно близкой по величине к катодной нормальной плотности тока. Пользуясь оценками, легко выяснить, что средняя плотность тока на катоде и на аноде в несамостоятельном разряде ($p \geq 100$ Тор), как правило, меньше нормальной. Развитие приэлектродной неустойчивости вблизи анода при этом стабилизируется внешней ионизацией. Насколько может быть застabilизована прикатодная область, в настоящее время неясно. Ситуация усложнена из-за нагрева и разрежения газа, приводящих к изменению ВАХ катодного слоя во времени. В самостоятельном разряде с использованием секционированных катодов падающей ВАХ обладает только анодный слой. Это коррелирует с проращением шнуров от анода (см. рис 7а).

Следует заметить, что наличие очагов высокой плотности плазмы вблизи секций катода (отношение плотностей тока на катоде и в объеме достигает сотен) не приводит само по себе к образованию шнуров от катода.

Вопрос о дальнейшей эволюции возникшего возле электрода зародыша шнура в настоящее время считать решенным нельзя. Есть ряд аналитических моделей, рассматривающих распространение развитых шнуров, пользующихся представлением о скачке проводимости, вызываемом достижением какого-либо параметра (температура газа, значения E/N) критического значения [132, 135]. Численные расчеты для условий несамостоятельного разряда в рамках приближения квазинейтральной плазмы показали [136], что развитие возмущения плотности плазмы имеет более сложный характер. В работе [137] экспериментально изучена эволюция специально созданных (с помощью дополнительного разряда) возмущений плотности плазмы достаточно большой амплитуды в самостоятельном разряде в воздухе и азоте. Обнаружено, что, как правило, плазменная неоднородность, подходящая по своим параметрам к зародышу шнура, не развивается в шнур. Она индуцирует развитие анодного пятна, из которого отрастает шнур. В дальнейшем на эволюцию плазменной неоднородности существенное влияние оказывает секционирование анода (катод в экспериментах [137] был всегда секционирован). В отсутствие секционирования развитие шнурования облегчается, происходит за меньшие времена.

В этой же работе [137] обнаружено интересное явление — расконтрагирование разряда — исчезновение шнура по истечении некоторого времени горения разряда. Указанные результаты показывают неполноту имеющихся на сегодня моделей развития (проращения) шнура.

2.7. Математическое моделирование тлеющего разряда

Математическое моделирование разряда позволяет, в отличие от эксперимента, детально анализировать роль отдельных факторов. Основной целью такого моделирования должна явиться возможность с количественной точностью предсказать ток разряда при заданном изменении напряжения источника, баланс энергии в разряде, развитие различных неустойчивостей. Трудности, стоящие на пути достижения этой цели, очевидны. Большую проблему, которую сейчас только начали решать, представляет корректный учет всего многообразия процессов, существенно влияющих на зарядовую кинетику плазмы. Полное описание структуры разряда требует проведения расчетов в рамках двух- или трехмерных нестационарных моделей, допускающих одновременное рассмотрение приэлектродных областей и плазмы. Ввиду сложности полного моделирования разряда в реальных газах естественно поэтапное решение этой проблемы.

2.7.1. Однородные модели разряда

С точки зрения структуры наиболее простая часть разряда — это плазменный столб, который при определенных условиях в эксперименте может оказаться достаточно однородным как вдоль, так и поперек тока. Для описания эволюции его свойств пригодна однородная модель плазмы, которая ввиду математической простоты допускает достаточно полный учет всего набора кинетических процессов. Из предыдущих разделов ясно, что основные экспериментальные объекты, к которым можно пытаться применять такие модели, это несамостоятельные разряды и импульсные сильноточные разряды. В рамках однородной модели можно рассматривать и неустойчивости, которые в эксперименте ведут к контракции тока. Ценность развиваемой модели может быть выяснена сравнением с экспериментом. Подчеркнем, что отсутствие совпадения результатов расчета с экспериментальными данными может быть обусловлено как неполнотой кинетического моделирования, так и наличием в эксперименте существенных неоднородностей.

К настоящему времени наиболее полно, т. е. с включением механизмов неустойчивости, в рамках однородной модели рассмотрен несамостоятельный разряд в N_2 [126], в смеси $CO_2 : N_2 : He = 1 : 7 : 8$ [127, 128] в смеси $HCl : Ar$ [129], в смесях эксимерных лазеров [131]. В указанных работах скорости процессов с участием электронов рассчитывались в зависимости от E/N и колебательной температуры путем численного решения уравнения Больцмана, скорости нагрева газа и заселения колебательных уровней рассчитывались по соответствующим

щим моделям колебательной кинетики, в [127—129] учитывались также все известные ионно-молекулярные реакции для рассматриваемых смесей.

2.7.2. Моделирование продольной структуры разряда

Уже при переходе к одномерному описанию разряда часть модели, касающаяся расчета кинетических процессов резко упрощается. Зачастую скорости процессов ионизации, прилипания, рекомбинации и разрушения отрицательных ионов выбираются чисто модельными, лишь приближенно близкими к скоростям процессов в реальных газах или смесях. Математически одномерное моделирование сводится к решению уравнений непрерывности электронного (27) и ионных (45) токов совместно с уравнением Пуассона (47) и балансом напряжений в электрической цепи. В опубликованных работах на эту тему фактически рассмотрен предел $v_e \tau_M \gg 1$, так как диффузией электронов и термосилой пренебрегались (т. е. полагалось $j = -en_e v_{e0} + \frac{1}{4\pi} \partial E / \partial t$). На катоде ставятся обычные условия замыкания тока γ -процессами под действием ионной бомбардировки и фотоэмиссии излучением разряда:

$$j_e|_K = \gamma_i j_i|_K + \gamma_\Phi \cdot \Phi, \quad (57)$$

где γ_i , γ_Φ — соответствующие коэффициенты вторичной эмиссии, Φ — поток фотонов, вызывающих фотоэмиссию из катода. Вычисление Φ существенно зависит от сорта газа и может составить самостоятельную задачу. Поток отрицательных ионов с катода полагается равным нулю.

На аноде предполагается отсутствие ионной эмиссии, так что поток ионов $j_i|_A = 0$. Описанная система уравнений с набором скоростных коэффициентов для азота рассчитывалась в ряде работ. Исследовалась стационарная одномерная структура несамостоятельного разряда [132], динамика установления приэлектродных слоев [139—148]. Следует отметить, что одномерные модели разряда не учитывают эффектов нелокальности скорости ионизации и скорости дрейфа электронов в катодной области и поэтому не описывают структуру прикатодной плазмы (фарадеево пространство, тлеющее свечение) (см., например, обсуждение вопроса в [93]). В частности по этой причине не проводилось сравнения расчетной структуры разряда с экспериментом. Указанная система уравнений использовалась также для описания Ганновской неустойчивости в смеси газов типа $\text{CO}, \text{N}_2 : \text{Ar}$ [149] (см. рис. 8) и для моделирования прилипательной неустойчивости в электроотрицательном газе [150, 151]. Отметим также одномерное моделирование динамики ВЧ разряда как в электроположительном, так и в электроотрицательном газе [145, 152].

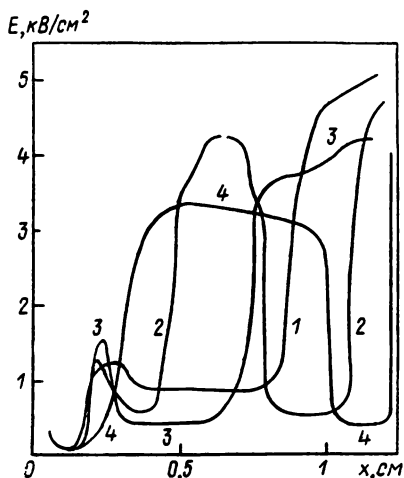


Рис. 8. Расчетная структура поля в разряде в N_2 : $Ag=2:98$ в разные моменты времени, $p=1$ атм, $U_0=3$ кВ [149]:

$t-t_0=1,4$ мкс; 2—1,5 мкс; 3—1,7 мкс; 4—2 мкс

как для расчета структуры стационарного столба самостоятельного разряда [94—96, 98], так и для описания динамики плазменного столба в электроотрицательном газе [97]. Отметим, что расчетная структура фарадеева пространства в самостоятельном разряде в азоте оказалась хорошо согласующейся с экспериментальными измерениями [94]. Основные особенности стационарного распределения поля и ионных токов в электроотрицательном газе качественно согласуются с экспериментом (см., например, обзор [99]).

2.7.3. Моделирование радиальной структуры разряда

Одномерные модели разряда не дают возможности исследовать наиболее важное для эксперимента явление контракции тока. Как отмечалось в разделе (2.6), в рамках однородной модели плазмы контракцию тока можно увязать с резким нарастанием тока вследствие взрывного развития неустойчивости. Если контракция происходит однородно вдоль тока, то для ее описания достаточно исследовать радиальное распределение тока, т. е. одномерную (в радиальном направлении) модель плазменного столба. Основным процесс переноса при высоком давлении газа, это конвективный перенос, связанный с вытеканием газа из нагретой области. В работах [154—156] численно исследовалось влияние газодинамических эффектов на динамику ионизационно-перегревной неустойчивости. Найдены условия, когда контракция может развиваться не по оси разряда.

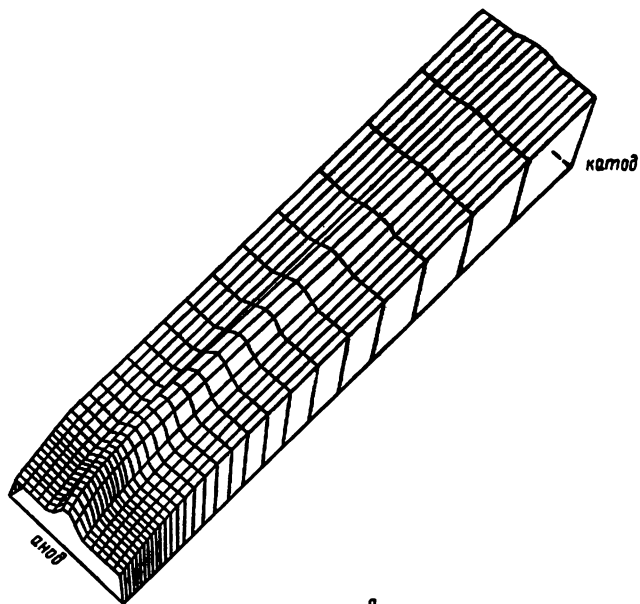
В рамках одномерной модели исследована также динамика поднормального катодного слоя в несамостоятельном разряде, связанная с нагревом и вытеснением газа из катодной области [90], [153]. В случае медленного изменения тока динамика приэлектродных слоев не оказывает существенного влияния на характеристики плазменного столба. При этом условии представляется разумным использовать квазинейтральное приближение и решать уравнения непрерывности электронного и ионных токов без учета динамики катодного и анодного слоев. Такая модель использована в ряде работ

2.7.4. Двумерные модели разряда

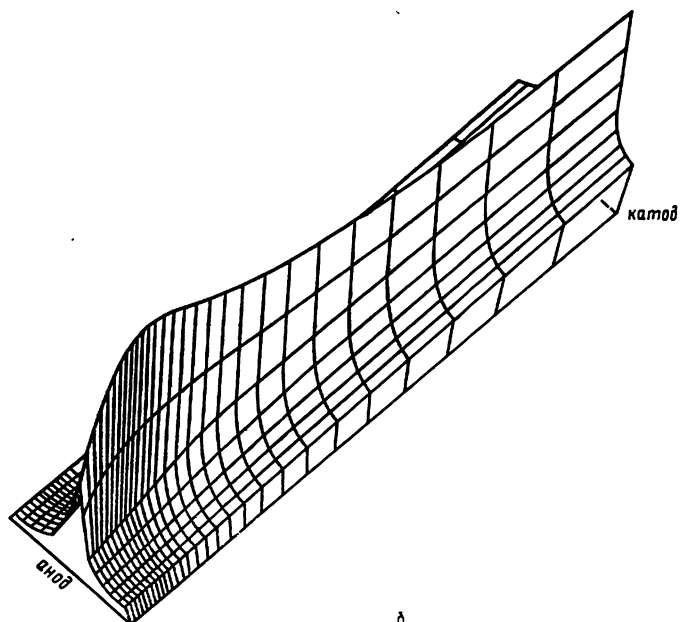
Наиболее полное электродинамическое описание разряда дают двух-(трех-)мерные модели. Для расчета структуры и свойств плазменного столба можно использовать приближение квазинейтральности плазмы. Такие расчеты проводились в ряде работ [119, 120, 136, 143, 157, 158]. Моделировался стационарный разряд в потоке газа, самостоятельный [119, 120] и несамостоятельный [143, 157]. В работах [136, 158] численно исследовалась динамика контракции несамостоятельного разряда, вызванная задаваемым локальным возмущением свойств плазмы. В работе [159] численно моделировалось развитие ионизационно-перегревной неустойчивости в самостоятельном разряде в поперечном потоке газа. Основным недостатком указанных работ — неучет влияния приэлектродных областей на динамику шнуrowания. Есть несколько работ, в которых моделируется двумерный тлеющий разряд без использования приближения квазинейтральности [160—165]. В работах [160, 161] численно моделируется ранняя стадия развития разряда в азоте ($p=5$ Тор, $t \leq 60$ мкс), формирование катодного и анодного слоя, а также канала разряда. Отмечена тенденция сужения канала во времени в отсутствие объемных механизмов неустойчивостей. Найдено, что ранее всего контрагирует катодный слой в пятно с плотностью тока, близкой к нормальной. В работах [162—164] с помощью постановки краевого условия квазинейтральности на границе плазмы с катодом исключена из рассмотрения зона катодного падения. Это позволило рассчитывать эволюцию разряда в азоте при давлении газа 50 Тор до времен, превышающих $(1 \div 4)$ мс. Показано, что теоретически предсказанная в [102] прианодная неустойчивость в отсутствие объемных механизмов неустойчивости приводит к контракции разряда и образованию анодного пятна (см. рис. 9). В работе [165] так же двумерная численная модель, в которую введен ионизационно-перегревный механизм неустойчивости в гелии, позволила численно проанализировать шнуrowание в разряде в He при давлении 500 Тор (см. рис. 10) и сравнить расчет с экспериментом. Получено удовлетворительное согласие. Следует отметить большую трудность расчетов по двумерным моделям разряда, не использующим приближение квазинейтральности. Это препятствует усложнению кинетики проводимости плазмы и заставляет ограничиваться простейшими модельными представлениями о механизмах неустойчивости.

3. МЕТОДЫ СОЗДАНИЯ ОБЪЕМНОГО РАЗРЯДА ПРИ ПОВЫШЕННЫХ ДАВЛЕНИЯХ

Существующие способы создания объемного разряда отражены в целом ряде обзоров и книг [6—10, 99, 166]. Они основываются на следующих идеях. Длительность существования



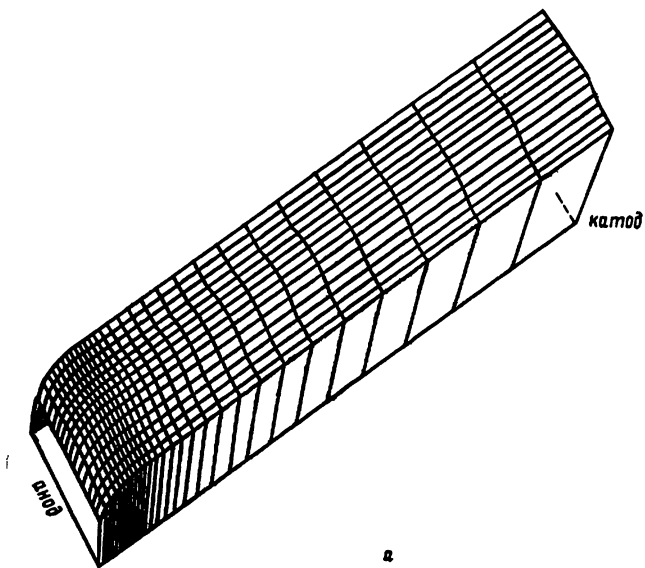
а



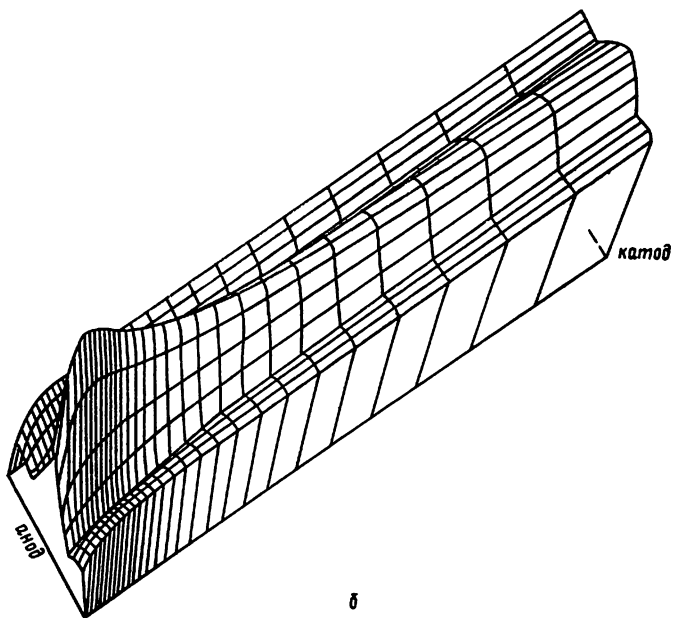
б

Рис. 9. Расчетное распределение концентрации электронов (изометрическая проекция) в разряде в азоте, $p=50$ Тор, зазор 2,3 см, ширина разряда 0,2 см [163]:

а— $t=106$ мкс, б— $t=524$ мкс



а



б

Рис. 10 а,б

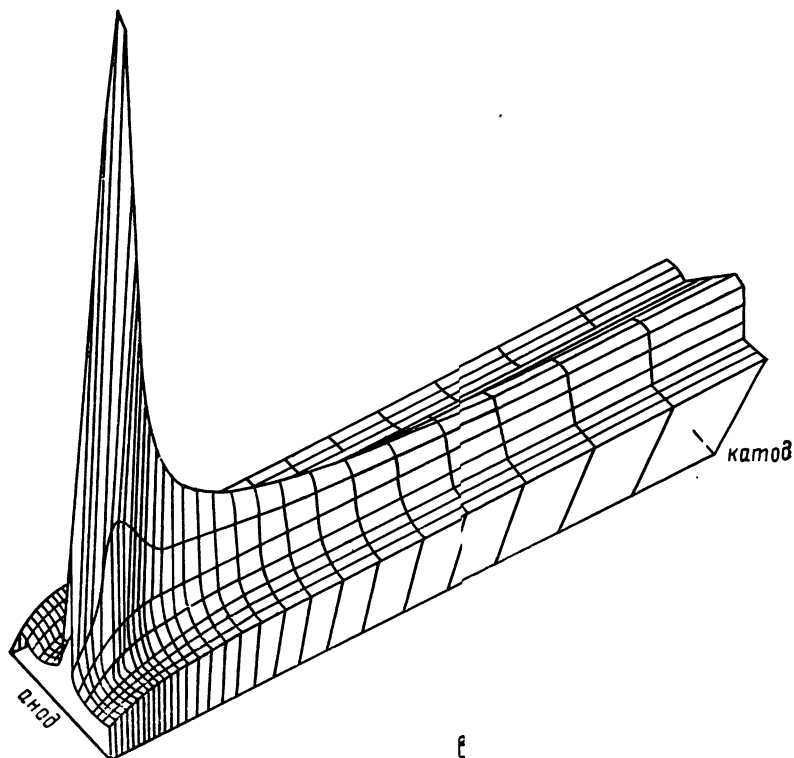


Рис. 10. Расчетное распределение концентрации электронов (изометрическая проекция) в разряде в гелии:

$p=500$ Тор, зазор 2,3 см, ширина разряда 0,2 см [163]: $a-t=282$ мкс; $b-t=1,39$ мс; $b-t=1,72$ мс

плазмы ограничивается временами меньше времен развития неустойчивости $\tau_u < \tau_n$, что приводит к необходимости создания системы питания импульсных разрядов с характерными временами $\tau_u \approx (10^{-5} \div 10^{-7})$ с для давлений $(0,1 \div 10)$ атм. В непрерывных разрядах скорость потока газа (т. к. $\tau_u \rightarrow \tau_v = \frac{b}{v}$, где b — размер электрода по потоку, v — скорость потока) при давлениях 0,1 атм должна быть $\sim 10^4$ см/с.

Применяют также секционирование как электродов разряда (секционированный катод с различными балластными сопротивлениями), так и положительного столба (диффузионное охлаждение).

Однако для получения высоких удельных энерговыделов выполнения указанных условий оказывается недостаточно. Для устойчивого поддержания объемного разряда необходима

предварительная ионизация газа или в начале импульса или в течение всего времени протекания тока. Здесь можно выделить две основные группы разрядных систем. Электроразрядные системы (некоторые из них называют системами с «двойным разрядом») обеспечивают начальную ионизацию газа излучением (ультрафиолетовым, рентгеновским) или пучками заряженных частиц (электронов). Ток в основной части импульса имеет самостоятельный характер. Иногда для повышения устойчивости разряда применяют ионизацию газов у катода («плазменный» катод). В системах же с несамостоятельным разрядом ионизация (электронами, протонами, рентгеновским излучением) действует в течение всего импульса.

Первые эксперименты с непрерывными [167] и импульсными [168] разрядами для накачки CO_2 -лазеров были выполнены в продольной геометрии, когда направления тока и потока совпадали. Такие системы требовали высоких напряжений (560 кВ в [168]) и не позволяли поднять рабочее давление среды. В конце 60-х и начале 70-х годов появились поперечные разряды [166, 169—173]. Малые межэлектродные расстояния позволили снизить активное сопротивление плазмы и, соответственно, понизить рабочее напряжение. Конструкция разряда в ТЕА-лазерах (transversely excited atmospheric pressure) оказалась удобной во многих отношениях: появилась возможность секционирования разряда, уменьшились плотности тока разряда, появилась возможность создания малоиндуктивной электрической цепи и, соответственно, резкого сокращения времени ввода энергии в импульсную плазму.

3.1. Импульсный несамостоятельный разряд в молекулярных газах

На рис. 11 представлены схемы возбуждения объемных несамостоятельного (рис. 11а) и самостоятельного разрядов (рис. 11б—г). Применение пучка заряженных частиц (протонов, электронов) для ионизации газовой среды позволяет в широких пределах изменять напряженность электрического поля разряда и тем самым параметр E/N . Для создания ионизации используется, например, пучок электронов с плотностью $j_{\text{эл}}$, формируемый в ускорителе электронов. Электроны пучка из вакуумного объема проникают в лазерную камеру через фольгу (титан, майлар, алюминий толщиной в десятки микрон), служащую одновременно анодом ускорителя ($A_{\text{ан}}$). Основной энерговклад осуществляется при протекании тока несамостоятельно разряда между анодом (A) и катодом (K) основного разряда.

В самостоятельных разрядах начальная концентрация электронов создается при ионизации газа ультрафиолетовым

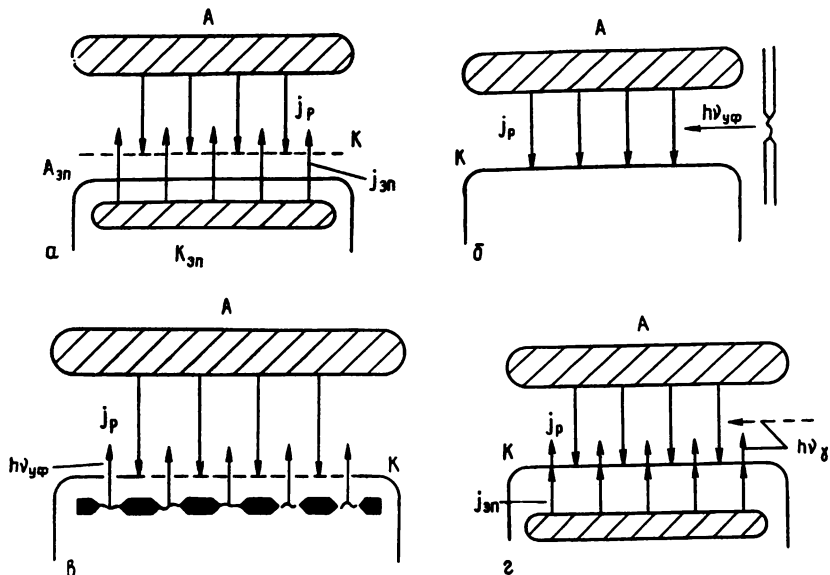


Рис. 11. Виды предыонизации для импульсных разрядов при повышенных давлениях газов:

а — пучком заряженных частиц; б — УФ-излучением; в — УФ-излучением и плазмой вблизи электрода; г — рентгеновским излучением

излучением искровых разрядов, расположенных вне основной разрядной зоны (рис. 11б, [172]). Плазма искровых или дуговых каналов вблизи поверхности одного из электродов (рис. 11в) является также источником ультрафиолетового излучения, а, кроме того, обеспечивает более устойчивое протекание тока [170, 174]. Рентгеновская ионизация [175] может осуществляться как в начальной стадии импульса, так и в течение всего времени протекания тока. При этом рентгеновское излучение направляют в разрядную камеру либо через анод вакуумного ускорителя, либо через стенки диэлектрической камеры.

Несмотря на общность закономерностей в самостоятельном и самостоятельном разрядах требования к временным формам напряжений и токов различаются, что определяется характером элементарных процессов в плазме газового разряда.

Как показано в работе [148], влияние приэлектродных процессов в импульсном самостоятельном разряде в азоте (при $p \geq 0,1$ атм, $d = 5$ см, $S = 100$ см², $C = 1$ мкФ, $L = 2$ мкГн, $U_0 = 20-30$ кВ) приводит к ряду особенностей в распределении концентраций электронов и ионов вблизи катода на временах ≤ 100 нс. Однако интегральные характеристики разряда (напряжение U и ток I) отличаются от расчетов по однородной

модели не более чем на 30%. Аналогичный вывод сделан в работе [139].

На протекание тока несамостоятельного разряда может оказать влияние катодное падение. Как показано в работах [9, 10] катодное падение мало лишь для достаточно мощного ионизатора. Например, численные расчеты для азотной плазмы [176] при концентрации электронов $n_{e0} = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ($p = 10^4 \text{ Тор}$) при изменении E/p в пределах (5÷20) В/см·Тор приводят к изменениям величины катодного падения от 3500 до 1610 В. При $n_{e0} = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ эти величины упали до 150 и 400 В соответственно. В этой же работе [176] отмечается, что напряженность поля у катода возрастает приблизительно на порядок при увеличении n_{e0} на два порядка. Это связано с более резким уменьшением толщины катодного слоя по сравнению с катодным падением.

В работе [153] при напряжениях $U = (1 \div 2) \text{ кВ}$ ($d = 1 \text{ см}$, $p = 1 \text{ атм}$) и плотностях тока пучка $j_{\text{эл}} \approx 30 \text{ мкА/см}^2$ получено, что катодное падение существенно влияет на величину разрядного тока. Через конечное время задержки, связанное с разогревом газа и уменьшением его плотности вблизи катода, величина катодного падения уменьшается, и ток начинает возрастать.

При плотностях тока пучка электронов $j_{\text{эл}} \approx 1 \text{ А/см}^2$ в межэлектродном промежутке создается концентрация электронов $n_{e0} \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$, что позволяет осуществлять энерговыклад в разряд до 1,2 кДж/л [177]. Коэффициент преобразования энергии составляет величину $\sim 10\%$.

Впервые эффективность использования пучка заряженных частиц (протонов) для увеличения мощности генерации CO_2 -лазера была продемонстрирована в работе [178]. В работах [173, 179, 180] сообщалось о первых лазерах высокого давления с несамостоятельным разрядом, контролируемым электронным пучком. Объемный разряд высокого давления, инициируемый пучком быстрых электронов, впервые получен авторами работы [181].

К началу исследований газовых лазеров с несамостоятельным разрядом наиболее разработанными источниками электронных пучков явились пушки с термоэмиссионными катодами, что обусловило их применение в большом количестве работ. Основные недостатки таких ускорителей заряженных частиц — неудовлетворительная надежность и невысокая плотность тока пучка ($< 0,1 \text{ А/см}^2$). В связи с этим интенсивно развивались работы по электронным пушкам с холодными катодами.

Эмиссия электронов в ускорителях с холодным катодом получила название «взрывной» [182], детальное исследование механизма которой изложено в [183]. Увеличение межэлектродного зазора позволило в пушках со взрывной эмиссией получить

электронные пучки длительностью (1÷5) мкс, применяемые для возбуждения разрядов большого объема.

Выбор схемы питания определяется параметрами импульсного несамостоятельного разряда. Использование высокого давления в усилительных каскадах и задающем генераторе CO₂-лазеров, применяемых для термоядерных исследований, требует короткой интенсивности накачки ~1 мкс. Для сильноточных разрядов с длительностью импульса накачки 10⁻⁷ с обычно применяются однородные формирующие линии [184].

Максимальный к. п. д. питания достигается при согласовании волнового сопротивления линии с сопротивлением нагрузки (разряда или вакуумного диода электронной пушки). Для питания мощных лазеров используются специально изготовленные коаксиальные или симметричные полосковые линии с малым волновым сопротивлением (0,2÷20 Ом). Требуемый энергозапас при относительно малых геометрических размерах обеспечивается применением диэлектриков с большой диэлектрической проницаемостью и высоким пробивным напряжением. Хорошими параметрами обладает вода ($\epsilon = 80$; $E_{пр} = (20 \div 40)$ кВ/мм). Однако, она требует периодической очистки. В эксплуатации проще глицерин ($\epsilon = 40$; $E_{пр} = 40$ кВ/мм). Индуктивность подводов, подключающих формирующую линию (ФЛ) к нагрузке и коммутатору, должна составлять не более $\rho\tau/2,3$, где τ — требуемая длительность фронта, ρ — сопротивление нагрузки или волновое сопротивление линии. Относительно высокая проводимость воды и глицерина требует использования импульсной зарядки ФЛ и питание разрядов с невысокими плотностями токов производится ГИНами или LC-генераторами [184].

Число ступеней ГИНа определяется необходимым выходным напряжением. Стабильное срабатывание ГИНа обеспечивается при внешнем одновременном запуске всех разрядников, причем лучшие результаты дает использование разрядников «с искажением поля» [185]. Сопротивления R выбираются так, чтобы обеспечивалось малое время зарядки всех емкостей C , а постоянная времени RC была много больше длительности импульса на нагрузке. ГИН можно использовать для формирования на нагрузке колоколообразного импульса, при этом индуктивность подвода выбирается из условия $R_H = \sqrt{L/C}$, где C — емкость ГИНа «в ударе».

В схемах питания разряда с ионизацией объема электронным пучком представляется удобным включение ГИНа по схеме рис. 12. Электронный пучок вводится в камеру (1) и ионизует газ между катодом (3) и анодом (2), подключенным к высоковольтному выводу конденсатора последней ступени ГИНа. Таким образом, анод через сопротивление промежутка анод—катод, которое обычно удовлетворяет условию $r_{а-к} \ll R$, соеди-

няется с «землей», при этом заземленный при зарядке вывод конденсатора последней ступени ГИНа оказывается под потенциалом $-U_{зар}$, что приводит к удвоению напряжения на разряднике Р. Разрядник Р пробивается, и выходное напряжение ГИНа прикладывается к нагрузке, которой является сопротивление $r_{А-К}$. Подобная схема включения позволяет добиться автоматического запуска ГИНа при появлении в разрядной камере электронного пучка. По такой схеме возможно включение ГИНа и с большим числом ступеней. Большое число разрядников затрудняет уменьшение индуктивности ГИНа. Кроме того, все разрядники в ГИНе должны пропускать полный ток нагрузки, что уменьшает их время жизни в ГИНах с большим энергозапасом.

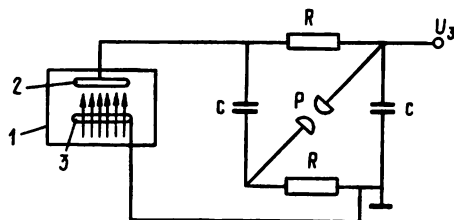


Рис. 12. Генератор импульсных напряжений для электронной пушки при создании несамостоятельных разрядов:

1 — разрядная камера; 2 — анод; 3 — прозрачный для электронного пучка катод

От этих недостатков свободны LC -генераторы. Емкости C в LC -генераторе заряжаются попарно «навстречу» друг другу. При срабатывании разрядников напряжение на соответствующих емкостях за время $\tau = \pi\sqrt{LC}$ приобретает противоположный зарядному знак и на выходе генератора появляется напряжение $-nU_{зар}$ (или $nU_{зар}$, в зависимости от подключения разрядников). Время $\tau = \pi\sqrt{LC}$ должно быть много больше времени импульса тока через нагрузку. По сравнению с обычным ГИНам в LC -генераторе достигается уменьшение индуктивности в основной цепи, т. к. разрядники в нее не входят. Уменьшается ток через эти разрядники и требуется меньшее их число. Однако, для надежной работы необходимо более точное согласование нагрузки с волновым сопротивлением разрядной цепи

$$\rho = \sqrt{\frac{nL_{разр}}{c}}$$

Коммутировать токи до 10^5 А при напряжениях до 10^5 В и более в настоящее время можно только с помощью разрядников. Наиболее удобны газовые разрядники, заполняемые N_2 или SF_6 . Их рабочее напряжение легко регулируется давлением

газа, индуктивность может быть доведена до 10^{-8} Гн благодаря высоким пробивным напряжениям N_2 (30 кВ/см.атм) и SF_6 (40÷45 кВ/см.атм).

В мощных схемах питания необходимо увеличивать газовый объем разрядников, т. к. перегрев газа приводит к разрушению внутренней поверхности диэлектрического корпуса разрядника и выходу его из строя.

Часто используются разрядники с тригatronным поджигом. Поджигающий импульс подается между основным и поджигающим электродами. Он вызывает поверхностный пробой диэлектрика, и образовавшаяся плазма приводит к пробую основного промежутка. Для надежного поджига запускающий импульс должен обеспечить ток в поджигающей искре до 10^2 А. Подбором давления и напряжения удастся получить задержку времени разброса запуска 10^{-7} с. Однако при большом числе разрядников это время возрастает.

Источниками интенсивных электронных пучков с токами (10÷100) кА, как уже указывалось выше, служат ускорители со «взрывной эмиссией» электронов [185]. Основными частями таких ускорителей являются: ускорительная трубка, формирующая линия, накопитель, зарядное устройство.

Ускорительная трубка представляет собой вакуумный диод со специальной конструкцией катода. Анодом служит алюминиевая или титановая фольга, через которую выводится пучок. Ускорительная трубка работает следующим образом [185]. Импульс напряжения вызывает интенсивную автоэлектронную эмиссию с микроострий катода. За несколько наносекунд микроострия разогреваются и взрываются, образуя слой плазмы на поверхности катода, который является эмиттером электронов. Время образования плазменного слоя определяется типом и материалом катода. Фронт плазмы распространяется со скоростью $\sim 4 \cdot 10^6$ см/с, изменяя сопротивление промежутка анод-катод. Для эффективной работы ускорителя и хорошей монохроматичности электронов длительность импульса напряжения должна быть существенно меньше времени пролета плазмой межэлектродного промежутка.

В ускорительных трубках с плоскими катодами соотношение между электронным током и приложенным напряжением определяется законом «трех вторых» $i = 2,33 \cdot 10^{-6} S U^{3/2} / d^2$ (S — площадь катода). Применение специальной геометрии электродов электронного ускорителя позволяет получать длительность импульсов тока электронов до 10^{-4} с.

Для получения электронных пучков длительностью от одной до нескольких микросекунд используются вакуумные диоды с нагревным катодом. При работе в режиме экранирования объемным зарядом нагревный катод позволяет получить более однородный по сечению пучок электронов, чем холодный. Однако применение нагревного катода существенно усложняет кон-

струкцию диода (необходима высоковольтная изоляция трансформатора накала катода, требуется охлаждение изоляторов диода). Диод с холодным катодом более прост и дает удовлетворительную однородность пучка.

Общая схема питания несамостоятельных разрядов при высоком давлении показана на рис. 13. Высоковольтное напряжение для создания пучков электронов подается на электрод, являющийся одновременно катодом (4) основного разряда (3). Выходное окно электронной пушки закрыто фольгой (5). Давлению атмосферы противостоит расположенная под фольгой сетка (6). Прозрачность выходного окна 50%. Для лазеров с несамостоятельным разрядом применяются электронные пучки с плотностью электронного тока за фольгой от 10^{-4} до 10^2 А/см² при энергии электронов $10^5 \div 5 \cdot 10^5$ В и длительности импульсов от 0,01 до 100 мкс. Концентрация электронов в газе, создаваемая такими пучками, составляет величину $10^{12} \div 10^{14}$ см⁻³.

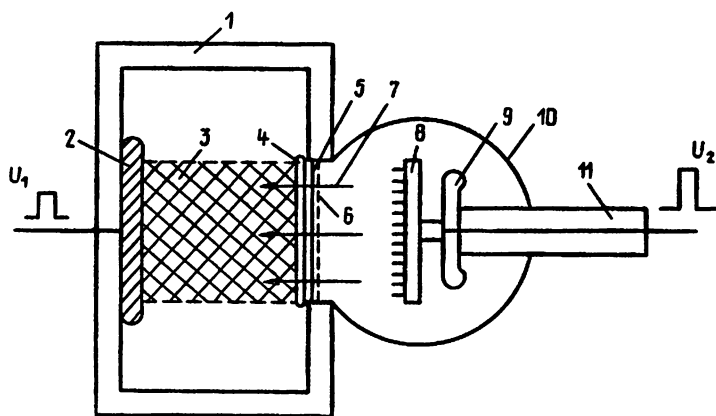


Рис. 13. Схема включения несамостоятельного разряда:

1—диэлектрическая камера; 2—анод основного разряда; 3—несамостоятельный разряд; 4—катод основного разряда; 5—фольга (Al, Ti, майлар); 6—сетка, являющаяся анодом ускорителя электронов; 7—электронный пучок; 8—катод электронной пушки; 9—охранный электрод; 10—корпус ускорителя; 11—проходной изолятор; U_1 и U_2 —импульсы напряжений на разряде и диоде ускорителя

В CO₂-усилителях, применяемых для термоядерных исследований, в качестве оконечных каскадов используются разрядные камеры с большим активным объемом до 200 л в единичном модуле [8, 186, 187].

Рассмотрим некоторые особенности протекания тока несамостоятельного разряда с большим поперечным сечением и значительным (десятки см) расстоянием между анодом и катодом.

Распространение электронного пучка в плотном газе определяет максимальные размеры активной среды газовых лазеров и, таким образом, выходную энергию одного модуля в многолучевых лазерных установках. Однако, собственное магнитное поле пучка или поле самостоятельного разряда может уменьшить область ионизируемого газа [188].

Магнитное поле (H) разряда влияет на траекторию электронов пучка. При увеличении поперечных размеров области, занимаемой разрядом, оно препятствует однородной ионизации газа. В работе [189] приведена оценка максимальной ширины (b) выходного окна ускорителя из условия, что ларморовский радиус быстрых электронов, определяемый по величине H на краю разряда, сравнивается с характерным размером b :

$$b \approx \sqrt{\frac{mv_{\text{п}}c^2}{4\pi e j_{\text{р}}}} \approx \frac{c}{\omega_{\text{р}}} \sqrt{\frac{v_{\text{п}}}{v_e}}$$

Здесь: $v_{\text{п}}$ — скорость электронов пучка, $j_{\text{р}}$ — плотность разрядного тока, v_e — дрейфовая скорость электронов разряда, $\omega_{\text{р}}$ — плазменная частота, определяемая концентрацией электронов разряда n_e . Указанный эффект магнитного пинчевания электронов пучка для плазмы с концентрацией электронов $n_e \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $v_e \approx 3 \cdot 10^6 \text{ см/с}$ дает оценку $b > 30 \text{ см}$. В работе [189] приведены результаты численного расчета, демонстрирующего влияние магнитного поля разряда на прохождение электронного пучка в газе и, соответственно, однородность ионизации.

Существенное влияние на распространение пучка в газе оказывает рассеяние на фольге электронного ускорителя [112]. В случае применения фольги с малым значением z ($z = \rho \cdot d$, ρ — плотность, d — толщина фольги), пучок рассеивается на меньшие углы, что приводит к увеличению плотности электронного тока на выходе пушки и лучшей однородности ионизации газа. Кроме того, сужается энергетический спектр рассеянных электронов. Максимальное приближение взрывоэмиссионного катода к плоской геометрии пушек Пирса выравнивает выходную плотность электронного тока по сечению окна, сводит к минимуму ширину углового распределения электронов в диоде. Однородность по сечению ионизации пучком электронов приводит к однородности параметров плазмы несамостоятельного разряда с хорошим оптическим свойством активной среды. Скорость ионизации газа электронным пучком определяется энергетическими потерями быстрых электронов, зависящими от их углового рассеяния и электрического поля разряда.

Экспериментальные исследования несамостоятельного разряда высокого давления в N_2 и смесях CO_2 , N_2 , Xe [10] продемонстрировали линейность вольт-амперных характеристик вплоть до напряжений, близких к статистическим пробивным для большого диапазона плотностей тока $j_{\text{эл}} = (0,5 \div 100) \text{ А/см}^2$. Близость вольтамперных характеристик к линейным указывала

на отсутствие существенного влияния объемных зарядов в катодном слое на протекание тока в разряде.

Закон Ома приближенно выполняется в несамостоятельном разряде, если ионизирующая способность пучка быстрых электронов по объему разряда не зависит от напряженности электрического поля. В общем случае это не так, поскольку поле разряда ускоряет электроны пучка и изменяет сечение ионизации.

Для сравнения экспериментов и теоретических расчетов в работе [148] исследовалась одномерная система уравнений, в которую наряду с уравнениями переноса и Пуассона входили уравнения внешней электрической цепи. Для экспериментов по возбуждению несамостоятельного разряда большого объема использовалась установка, описанная в [190]. Амплитуда напряжения на катоде пушки составляла 300 кВ, длительность электронного тока на полувысоте 1,5 мкс.

Питание разряда ($30 \times 30 \times 100 \text{ см}^3$) производилось двухступенчатым ГИНОм, включение которого синхронизировано с электронным пучком ($j_{\text{эп}} = (1,5 \div 3) \text{ А/см}^2$). Емкость ГИНа в «ударе» 2 мкФ, индуктивность 0,1 мкГн. Ток разряда регистрировался с помощью малоиндуктивного шунта. На рис. 14а, б

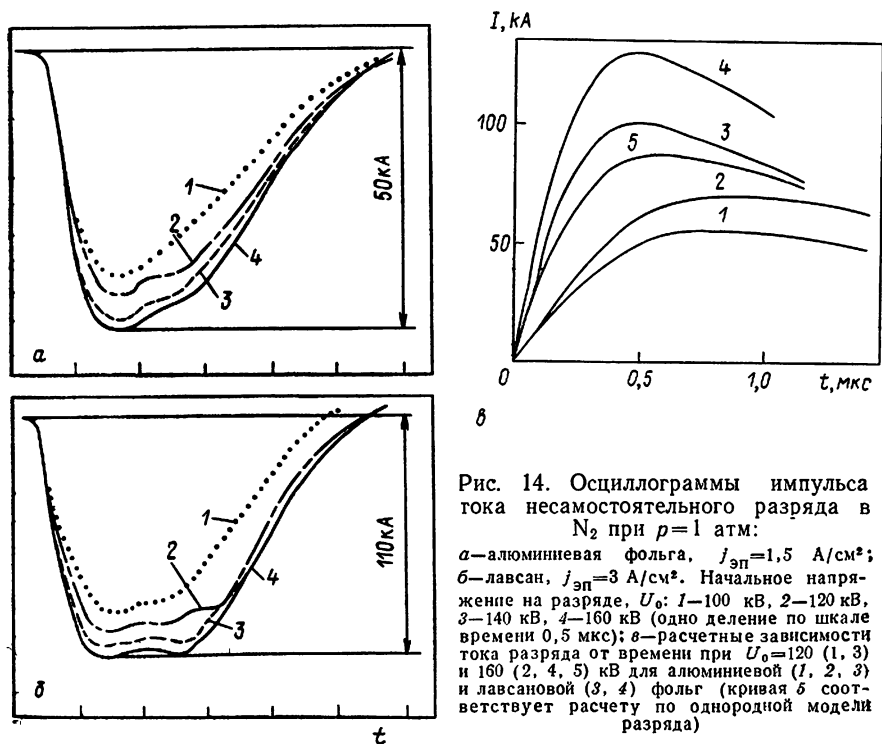


Рис. 14. Осциллограммы импульса тока несамостоятельного разряда в N_2 при $p=1 \text{ атм}$:

а—алюминиевая фольга, $j_{\text{эп}}=1,5 \text{ А/см}^2$; б—лавсан, $j_{\text{эп}}=3 \text{ А/см}^2$. Начальное напряжение на разряде, U_0 : 1—100 кВ, 2—120 кВ, 3—140 кВ, 4—160 кВ (одно деление по шкале времени 0,5 мкс); 6—расчетные зависимости тока разряда от времени при $U_0=120$ (1, 3) и 160 (2, 4, 5) кВ для алюминиевой (1, 2, 3) и лавсановой (3, 4) фольг (кривая 6 соответствует расчету по однородной модели разряда)

представлены осциллограммы тока разряда в азоте, полученные при различных начальных напряжениях на разряде. Величина тока не пропорциональна напряжению на разрядном промежутке.

При расчете рассеяния быстрых электронов при прохождении фольги и газового слоя учитывалось влияние ускоряющего напряжения разряда $U(x, t) = -\int_0^d E dx$ на электроны пучка [112, 148]. Коэффициент электронно-ионной рекомбинации принимался равным $\beta = 7 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$. (Эта величина получена в независимом эксперименте).

Расчеты были проведены для двух вариантов, отличающихся использованием различных фольг в качестве анода электронной пушки: алюминиевой ($z = 13,5 \text{ мг/см}^2$) и лавсановой ($z = 3 \text{ мг/см}^2$). Результаты расчета зависимости тока от времени представлены на рис. 14в. Расчеты, произведенные для различных начальных напряжений показали, что расчетный ток разряда не пропорционален начальному напряжению и имеет тенденцию к насыщению. Это связано с тем, что значительное напряжение на разряде, сравнимое с напряжением, ускоряющим электроны пучка, повышает их энергию. Электроны, обладающие большой энергией, имеют меньшую ионизирующую способность, что приводит к несколько меньшей концентрации электронов в столбе при большем напряжении на разряде; следовательно ток возрастает непропорционально приложенному напряжению. Падение напряжения на катодном слое составляет незначительную долю напряжения на разряде.

Результаты расчета интегральных характеристик разряда — тока и напряжения на конденсаторе — хорошо согласуются с экспериментом. Отношение токов разряда (~ 2) для алюминиевой и лавсановой фольг не сводится просто к разнице токов пучка, так как без учета рассеяния оно составило бы $\sqrt{2}$. Обнаруженное в расчетах увеличение напряженности поля E вблизи анода связано с уменьшением концентрации вторичных электронов из-за уменьшения ионизирующей способности при рассеянии пучка быстрых электронов.

3.2. Импульсный самостоятельный разряд

Несмотря на определенные преимущества систем с самостоятельным разрядом (возможность обеспечения больших предельных энерговыделов за счет увеличения времени развития неустойчивости, высокие к. п. д. накачки и большие значения как удельной, так и полной энергии излучения), для накачки импульсных и импульсно-периодических эксимерных и CO_2 -лазеров разработаны и широко применяются различные варианты систем с самостоятельным разрядом. Такие системы более просты в эксплуатации, не требуют защиты от рентгеновского излучения, возникающего при торможении пучка в фольге и на

электродах разряда, а получаемые в них энергии излучения (~ 50 Дж/л·атм) вполне достаточны для различных применений.

На рис. 15 приведены схемы создания объемного разряда, разработанные к настоящему времени. На рис. 15а приведена схема Болье [169], которая позволила работать при атмосферном давлении рабочей смеси и достаточно низком напряжении на разряде. Ввод энергии в разряд осуществлялся за время (1 мкс), меньшее характерного времени развития дуги. Применялись секционированные катоды, представляющие собой набор штырей (150 штук), присоединенные через сопротивления (1 кОм) к общей шине. Такие катодные устройства ограничивали (за счет обратной связи) преимущественное увеличение плотности тока через отдельный катодный элемент и тем самым предотвращали переход в дугу. Свечение отдельных токовых каналов имеет периодическую структуру.

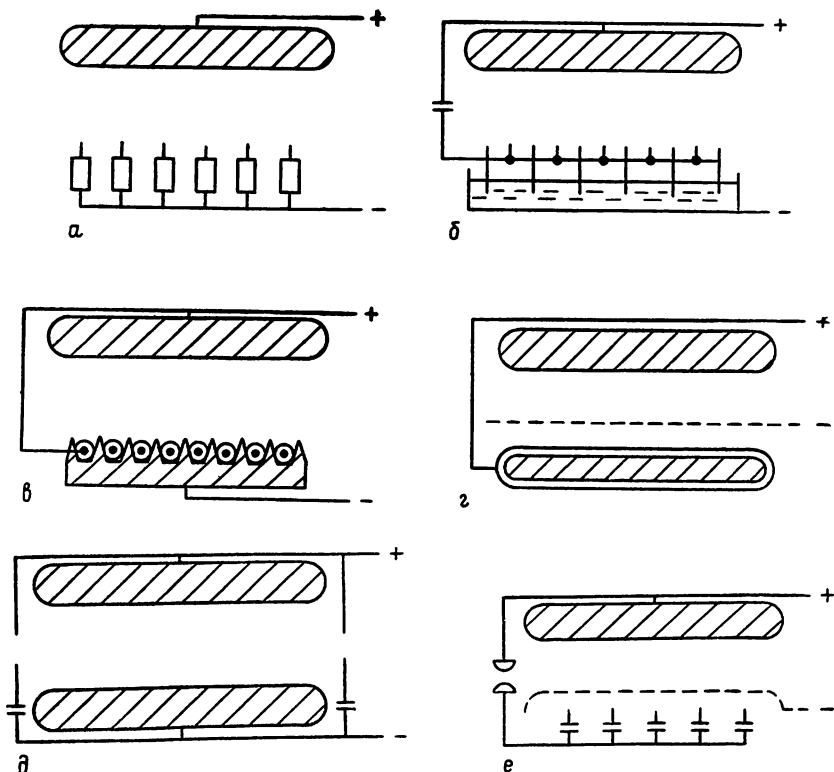


Рис. 15. Электроразрядные системы возбуждения импульсных самостоятельных разрядов:

а, б — получение распределенного разряда с использованием резистивных секционированных катодов (б — плазменный катод); в, г — емкостной разряд через диэлектрик на катоде; д, е — применение УФ-излучения для предварительной ионизации

В последующих работах для создания распределенных разрядов использовались: индуктивности, конденсаторы, заостренные иглы вместо катодных резисторов и аноды в виде полос, лезвий, стержней [166, 169]; применялись многорядные катоды; электроды располагались по спирали [166]. Переход к системам регулярно расположенных электродов позволил увеличить рабочий объем, занимаемый разрядом, улучшить его однородность, а отказ от резисторов привел к увеличению КПД возбуждения среды.

Однако такого типа системы имеют достаточно хорошие характеристики при давлениях $\leq 0,5$ атм. При более высоких давлениях размер каналов распределенного разряда уменьшается, что приводит к повышению температуры в отдельных токовых шнурах и уменьшению эффективной длины активной среды.

Условия формирования объемного разряда значительно упрощаются при наличии предварительной ионизации газа. Такие условия реализуются в системах с так называемым «двойным разрядом».

Предварительная ионизация газа может быть осуществлена вспомогательным разрядом, создаваемым у одного из электродов или вне основного разрядного промежутка. В связи с тем, что в таких системах имеют место два различных разряда, они и называются системами с «двойным разрядом».

Для получения объемного разряда требуется выполнить ряд условий. Необходимо создать достаточную начальную концентрацию электронов в слое у катода или в объеме за счет ионизирующего излучения. Поверхности электродов должны быть тщательно обработаны и иметь специальную форму, рассчитанную Роговским или Брюсом [166] для предотвращения концентрации силовых линий электрического поля. Возможность быстрого включения тока обеспечивается малой индуктивностью подводящих электрических цепей.

По мере развития электронной лавины в газе под действием электрического поля нарастают концентрации ионов и электронов в головке лавины, постепенно превращая ее в область хорошо проводящей плазмы. Эта область вытягивается вдоль поля, что способствует дальнейшему усилению напряженности поля на анодном и катодном концах и приводит к пробое промежутка в тех местах, где образовалась критическая концентрация.

В обзоре [191], посвященном импульсному наносекундному разряду в газах, анализируется влияние начальной концентрации электронов на характер развития лавин. Подчеркивается, что при увеличении n_{e0} роль вторичных γ -процессов в стадии роста тока разряд будет снижаться и ток объемного разряда, сравнимый с предельным током контура, может быть получен только за счет развития первичных электронных лавин

Требование наличия минимальной начальной концентрации электронов ($n_{e0} > n_{кр}$) (см. [107, 108]) дополняется требованием к системе электрического питания. Система питания должна обеспечить такое значение параметра U_0/dp (U_0 — начальное напряжение, прикладываемое к электродам, p — давление газа), при котором время, необходимое для достижения концентрации электронов $n_e \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$, требуемой для формирования катодного падения и устойчивого горения объемного разряда, меньше, чем время развития стримера из одиночной лавины.

Начальные электроны, инициирующие однородный пробой, могут быть созданы в слое у катода («плазменный» катод) [107, 174, 192] или в объеме за счет ионизации газа ультрафиолетовым излучением вспомогательного разряда [171, 172, 192—196].

На рис. 156 приведена схема, в которой распределенный разряд создается при помощи «плазменного» катода в виде отдельных электрических дуговых разрядов [107, 174]. В диэлектрической лазерной камере укреплен плоский анод. Катодные штырьки диаметром 1 мм введены через дно камеры. Внешними концами штырьки погружаются в электролит, служащий балластным сопротивлением. На дне электролитической ванны помещен общий электрод. Величину балластного сопротивления можно регулировать, меняя при помощи винтов глубину погружения штырьков в электролит. Между рядами штырьков протянуты медные или вольфрамовые проволоочки 0,2 мм, которые через емкость подсоединены к аноду. Импульс напряжения прежде всего вызывает пробой газа в промежутке штырек — проволочка. Совокупность этих разрядов образует плазменный катод, благодаря которому в основном промежутке формируется распределенный разряд без искровых каналов. Последние не появляются вплоть до давления 400 мм рт. ст. смеси молекулярных газов.

Таким образом, появление большого числа начальных электронов в слое у катода, а также использование в цепи разряда малоиндуктивной емкости способствовали повышению давления, при котором разряд имеет объемный характер. Следует отметить, что отдельные дуговые каналы на катоде дают сильное излучения в УФ области спектра, которое способствует образованию большого числа фотоэлектронов в объеме на значительном расстоянии от источника. Разряд в такой системе имеет вид чередующихся полос, размер которых соответствует приблизительно размеру дуговых каналов на катоде, т. е. имеет дискретный характер.

Дюманшин [170] и Лафламм [197] для создания однородного слоя ионизированного газа вблизи катода использовали вспомогательный (запускающий) разряд, который зажигался до основного разряда (рис. 15в, г). Анодом служил сплошной элект-

род с профилем Роговского. Поджигающий электрод изолировался от катода диэлектриком или (в случае применения электрода, образованного из многих проволочек), системой из отдельных изолирующих трубочек, помещенных на пластине с продольными пазами. При приложении высоковольтного импульса с пологим передним фронтом (≥ 2 мкс) между катодом и изолированными электродами возникает коронный разряд, образующий плазму вблизи поверхности катода. При достижении максимального напряжения на межэлектродном зазоре импеданс разрядного промежутка резко падает. В этот момент начинается протекать основной ток разряда. Для предотвращения дугообразования необходимо резко снижать напряжение на разряде, после того как ток пройдет через максимум. При этом увеличивается длительность разряда.

Для получения большой плотности электронов необходимо в качестве изолятора, окружающего вспомогательный электрод, использовать вещества с высокой диэлектрической проницаемостью и высокими значениями напряженности электрического пробоя. Напряженности электрического поля в диэлектрике (E_1) и в промежутке диэлектрик—катод (E_2) до пробоя газового промежутка определяются соотношениями: $\epsilon_1 E_1 = \epsilon_2 E_2$ и $E_1 d_1 + E_2 d_2 = U$, где ϵ_1 и ϵ_2 — диэлектрическая проницаемость диэлектрика и газа, d_1 — толщина диэлектрика, d_2 — расстояние между диэлектриком и катодом, U — приложенное напряжение. Для нормальной работы должны выполняться следующие неравенства:

$$E_2 = U \epsilon_1 (\epsilon_2 d_1 + \epsilon_1 d_2)^{-1} > E_{\text{пр}2},$$

$$E_1 = U \epsilon_2 (\epsilon_2 d_1 + \epsilon_1 d_2)^{-1} < E_{\text{пр}1},$$

где $E_{\text{пр}1}$ и $E_{\text{пр}2}$ — напряженности электрического пробоя диэлектрика и газового промежутка соответственно. Таким образом, выбор d_1 и d_2 должен удовлетворять условию: $U \epsilon_1 E_{\text{пр}2}^{-1} > \epsilon_2 d_1 + \epsilon_1 d_2 > U \epsilon_2 E_{\text{пр}1}^{-1}$. Значения величин ϵ_1 и d_1 подбираются для получения необходимой плотности электронов для создания пространственно однородного разряда.

На рис. 16 приведены осциллограммы тока и напряжения, соответствующие однородному (рис. 16а) и неустойчивому (рис. 16б) протеканию тока разряда [198]. Из рис. 16а видно, что импульс напряжения имеет довольно пологий фронт длительностью $\sim 0,8$ мс, которая определяется величиной малоиндуктивной емкости в цепи питания разряда. Такая длительность фронта, требуемая для однородного зажигания разряда, соответствует времени достижения максимальной концентрации электронов во вспомогательном коронном разряде. После пробоя за счет малой индуктивности контура ток в цепи разряда быстро нарастает ($\tau_{\text{ф}} \simeq 0,1$ мкс), что способствует его однородности. Таким образом, малоиндуктивная емкость обеспечивает

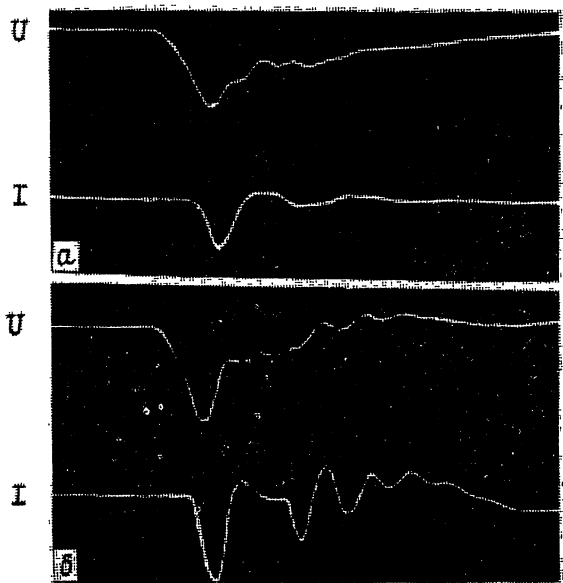


Рис. 16. Осциллограммы тока и напряжения на электроразрядной системе с вспомогательным разрядом через диэлектрик ($\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:2:3$, $p=400$ Тор):

a — устойчивый разряд; *б* — появление дуговых каналов

задержку подачи напряжения до момента образования необходимой начальной концентрации электронов и, кроме того, обеспечивает быстрый рост тока после пробоя промежутка при напряжениях, больше приложенных. Однако, в рассмотренных системах с использованием плазмы у катода, в свечении объемного разряда наблюдается периодичность даже при $p \approx 1$ атм.

Схемы создания разряда, по своей идее, близкие к системам с «двойным разрядом», применяются для накачки стационарных лазеров [199—201]. В этих работах ионизация осуществляется вспомогательными периодическими импульсами с высокой частотой повторения (до $\sim 10^6$ Гц), а основная энергия вкладывается от стационарного источника с параметром E/N , оптимальным для возбуждения колебательных степеней свободы. Ввод энергии в таких системах осуществляется в основном в рекомбинирующую плазму, создаваемую импульсами напряжения. Импульсный ток в таких разрядах, называемых также комбинированными, протекает в направлении, перпендикулярном потоку газа. Направление тока основного разряда может быть как вдоль, так и перпендикулярно направлению течения газа.

Для создания фотоэлектронов с помощью разряда в качестве вспомогательного электрода используются тонкие вольфрамовые проволочки, расположенные сбоку и параллельно основным электродам [171]. Проволочки подсоединены к одному из

основных электродов через разделительные конденсаторы небольшой емкости. Концентрация силовых линий на проволочке вызывает появление слабого коронного разряда между ней и одним из электродов. Плазма такого разряда испускает ультрафиолетовое излучение, необходимое для включения тлеющего разряда между основными электродами.

Вспомогательный разряд, излучающий ультрафиолетовые фотоны, может быть образован также вне основного объема системы [194, 195]. Подсветку разрядного объема осуществляют либо через один из электродов (рис. 15д), выполненный в виде профилированной сетки [194], либо сбоку (рис. 15е). Ток вспомогательных разрядов протекает через искровые промежутки и разделительные емкости. Система искровых разрядов располагается сбоку и параллельно основным электродам (рис. 15е).

Широкое распространение получила электроразрядная система с УФ-предыонизацией, приведенная на рис. 15е [196]. В таких устройствах разряд создается между двумя идентичными электродами. Распределенность дуг, создающих ультрафиолетовую подсветку, осуществляется набором малоемкостных конденсаторов. Небольшое расстояние (~ 1 см) между конденсаторами способствует лучшей стабильности разряда при $p=1$ атм.

В схеме питания основного разряда используются малоиндуктивные конденсаторы ($L \simeq (10 \div 30)$ нГн) или генератор Маркса, собранный из подобных конденсаторов. В схеме с общим питанием основного и вспомогательного разряда после запуска разрядника сначала возникают вспомогательные дуговые разряды между каждой вспомогательной емкостью и соответствующим ей электродом. По мере зарядки вспомогательных емкостей разность потенциалов между основными электродами растет и при достижении определенной величины происходит пробой основного промежутка.

При атмосферном давлении плотность энергии, подводимая к разряду для смесей с содержанием молекулярных газов $\geq 50\%$, составляет 300 Дж/л.

Для создания разряда при $p=1$ атм и межэлектродных расстояниях ~ 20 см необходимы высокие импульсные напряжения (~ 300 кВ) и достаточно эффективная предыонизация, чтобы обеспечить большую и относительно равномерно распределенную по объему концентрацию начальных электронов. В работах [202] в качестве вспомогательного электрода был использован электрод, по поверхности которого происходил разряд множества искровых каналов, образующих «плазменное» плато. Этот электрод размещался за перфорированным электродом с коэффициентом прозрачности 30—40%; полный размер электродов в 3—4 раза превышал межэлектродное расстояние для устранения краевых эффектов.

В работе [203] продемонстрирована возможность получения объемного разряда с достаточно большой апертурой

($\sim 600 \text{ см}^2$) при использовании «плазменного плато» в качестве основного электрода. При этом увеличивается эффективность предыонизации межэлектродного промежутка УФ-излучением, облегчается формирование катодного слоя и упрощается конструкция электродной системы. Вспомогательный электрод может быть выполнен из фольгированного гетинакса с вытравленными промежутками. Поверхностный пробой многозазорной структуры происходит таким же образом, как и пробой многозазорного обострителя. Каждый элемент вытравленной структуры имеет емкость на землю и значительно меньшую емкость на соседний элемент. При подаче высоковольтного импульса все напряжение прикладывается к промежутку между соседними элементами, таким образом, происходит последовательное перенапряжение этих промежутков и их пробой с последующим образованием искрового канала. Из-за ограничения плотности тока емкостью, определяемой геометрическими размерами элементов и составом газовой смеси, пробой по поверхности осуществляется одновременно через ряд параллельных искровых каналов.

В работе [204] предложено управлять излучением скользящего по поверхности диэлектрика разряда, увеличивая его интенсивность в нужной области спектра выбором материала диэлектрической подложки. Было обнаружено [205], что излучение искровых разрядов в лазерных смесях имеет линейчатый характер в диапазоне 114—200 нм при незначительной интенсивности континуума. Скользящим разрядом эффективно возбуждаются также эмиссионные линии элементов, входящих в состав диэлектрика, например, при наличии кремния наблюдаются сильные эмиссионные линии в области 117—122 нм.

Для увеличения числа начальных фотоэлектронов в смесь газов вводят легкоионизирующиеся присадки (трипропиламин, трибутиламин, диметиланилин, параксилол и т. д.) [195]. При определенной концентрации присадки длительность тока разряда может превышать десятки микросекунд, а разряд по сути дела носит несамостоятельный характер [206], так как значения концентрации электронов могут достигать $(10^{11} \div 10^{12}) \text{ см}^{-3}$. Энерговклад при этом увеличивается до 650 Дж/л. атм. При использовании присадок Cs в азоте (как предлагалось в работе [207] для CO_2 -лазера) в [206] был осуществлен несамостоятельный разряд с длительностью $\tau_u \approx 0,5 \text{ мс}$ при $p = 500 \text{ Тор}$. В качестве источника УФ-излучения применялась ксеноновая лампа.

Важным является вопрос о том, каким образом ультрафиолетовое излучение может вызвать появление начальных электронов на расстояниях $\geq 10 \text{ см}$ при атмосферном давлении лазерной смеси. В литературе [35, 166, 193] высказан ряд предложений относительно процессов, объясняющих это явление: 1. Фотоэмиссия электронов из катода [171]. Так как работа выхода для многих материалов, из которых изготовлены като-

ды, низка, фотоэмиссия может возникать на длинах волн ультрафиолетового излучения, способного глубоко проникать в газ при высоком давлении. Как отмечалось в ряде работ [208], УФ-излучение, возникающее в объеме за счет различных процессов, в том числе и из-за образования в плазме эксимерных молекул, может приводить к токам фотоэмиссии, превышающим ток основного разряда. При этом катодное падение может стать отрицательным. 2. Процесс двухступенчатого (или многоступенчатого) возбуждения, при котором на образование одного электрона затрачивается несколько фотонов. 3. Прямая объемная фотоионизация примесей с достаточно низким потенциалом ионизации [195]. Исследования закономерностей поведения фотоплазмы, образованной точечным источником ультрафиолетового излучения, наиболее подробно проведено в работе [193]. В частности было найдено, что плотность фотоэлектронов в гелии при облучении его точечным искровым источником, падает слабее с расстоянием, чем r^{-2} ; введение в смесь He : N₂ даже небольших количеств CO₂ сильно уменьшает концентрацию электронов, а добавление легкоионизируемых примесей (бензин, ацетон, три-*n*-пропиламин) ее увеличивает. Создаваемая концентрация растет при увеличении энерговклада в искру и при уменьшении индуктивности ее разрядного контура. Следует отметить, что все эксперименты в отмеченных выше работах проводились с точечными источниками УФ-излучения. Зависимость n_{e0} от расстояния (r) аппроксимируется выражением $n_{e0} = Ar^{-2} \exp(-r/L_p)$, где A — константа, L_p — длина поглощения. Характерные значения L_p могут достигать 35 см.

В гелии, освещаемом через LiF-окна, прозрачные для излучения с $\lambda > 1100$ Å, которым гелий не может возбуждаться, обнаруживается концентрация фотоэлектронов $\sim 10^{10}$ см⁻³ при $r = 15$ см. Это свидетельствует о существенном влиянии легкоионизируемых примесей, присутствующих в газе. Введение легкоионизируемых органических добавок (диметиланилина, орто- и параксилола) позволило существенно увеличить концентрацию фотоэлектронов (до $2 \cdot 10^{11}$ см⁻³ в гелии и $5 \cdot 10^{10}$ см⁻³ в азоте).

Концентрация фотоэлектронов насыщается с увеличением энергии, вложенной в поверхностный разряд. Образованная УФ-излучением плазма существует достаточно длительное время. В некоторых случаях, например, для смеси CO₂ : N₂ : He + диметиланилин, закон распада близок к рекомбинационному с эффективным коэффициентом рекомбинации для сложных органических молекул.

Кроме УФ-излучения для предыонизации может быть использовано и рентгеновское излучение [175]. В смеси CO₂ : N₂ : He = 1 : 1 : 3 при $p = 1$ атм применялись рентгеновские лучи ($\lambda = (0,06 \div 0,2)$ Å) для ионизации разрядного объема $V = 3,5$ л. При напряжении на разрядном промежутке 75 кВ был получен однородный разряд при межэлектродном расстоянии 5 см. Сле-

дует отметить, что в системах с несамостоятельным разрядом при использовании быстрых электронов в качестве ионизатора рентгеновское излучение, образующееся при взаимодействии электронов с фольгой, являющейся анодом вакуумного диода, проникает в разрядную камеру и, по-видимому, улучшает однородность ионизации. В работе [196] проводились исследования предыонизации УФ-излучением на установке с независимыми электрическими цепями питания основного и вспомогательного разряда. На рис. 17 представлена принципиальная электрическая схема питания разряда. Протяженный источник предыонизации представлял собой ряд дуг на расстоянии 10 см от оптической оси, создаваемых LCR-контуром. Подводимая к дугам энергия e_b могла изменяться за счет величины вспомогательной емкости C_b и ее зарядного напряжения — U_0 . Варьирование энергии, вкладываемой во вспомогательный разряд e_b , изменяла концентрацию начальных фотоэлектронов n_{e0} . Эксперименты подтверждают предположение [107, 108] о существовании пороговой концентрации начальных электронов, при достижении которой происходит формирование объемного разряда.

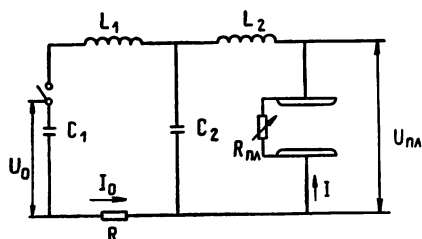


Рис. 17. Схема питания лазера с самостоятельным разрядом: C_1 —накопительная емкость; C_2 —обостряющая малоиндуктивная емкость; L_1, L_2 —индуктивности; $R_{пл}$ —сопротивление разрядного промежутка; R —зарядное сопротивление; $U_{пл}$ —напряжение на разряде

Значение пороговой концентрации начальных электронов не является универсальным даже для определенной смеси, и зависит, в частности, от вида и параметров схемы питания основного разряда и геометрии межэлектродного промежутка.

Рассмотрим временную эволюцию тока и напряжения в зависимости от вида схемы питания, начального напряжения и геометрии разрядного промежутка.

На формирование разряда и его дальнейшее развитие в стадии спада напряжения определяющее влияние оказывают начальное напряжение U_0 , прикладываемое к промежутку, и время ввода энергии в разряд τ_b . Минимальное значение U_0 для конкретных условий определяется значением параметра $U_0/d \cdot p$, при котором обеспечивается эффективное размножение фотоэлектронов, необходимое для развития самостоятельного объемного разряда. В смеси газов $CO_2 : N_2 : He = 1 : 2 : 3$ для системы

[196] $\frac{U_{0\min}}{d \cdot p} = 25$ кВ/см·атм. Сверху значение U_0 ограничивается предельным энерговкладом $\sim C_1 U_{0\max}^2/2$, при котором разряд сохраняет объемный характер в течение всего времени τ_B .

Если в качестве источника питания использовать одну накопительную емкость и для обеспечения требуемого энерговклада выбрать ее большой, то при выполнении критерия $U_0 > U_{0\min}$ разряд этой емкости для определенных условий на газовом промежутке может произойти недостаточно быстро ($\tau_B > \tau_H$), что приведет к контракции разряда. В таком случае необходимо уменьшить емкость накопительных элементов, а для сохранения запасенной в них энергии повышать зарядные напряжения.

Для создания коротких импульсов высокого напряжения можно использовать генераторы импульсных напряжений. При срабатывании разрядников ГИНа общая емкость уменьшается в число раз, равное числу ступеней и, соответственно, уменьшаются характерные времена ее разрядки. Вреально используемых схемах уменьшение длительности ограничивается ростом индуктивности контура (при увеличении числа ступеней ГИНа). Кроме того, при больших перенапряжениях, создаваемых ГИНам, и коротких временах существования разряда значительная часть энергии будет вводиться в разряд при повышенных значениях $E_{пл}$, что снижает эффективность использования разряда для накачки активной среды лазера или усилителя.

Рассмотрим наиболее оптимальную систему питания, в которой газовый промежуток включен в два контура (быстрый и медленный). Во время разрядки емкостной накопителя быстрого контура к промежутку прикладывается на короткое время высокое ионизирующее напряжение $U_0 > U_{0\min}$, а ввод большей части энергии осуществляется другим относительно медленным контуром при значениях параметра E/N , оптимальных для возбуждения колебаний молекул. Осуществление такой схемы в чистом виде потребовало бы двух источников высокого напряжения для зарядки накопительных емкостей этих контуров до разных напряжений и развязок между быстрым и медленным контуром, что существенно бы усложнило схему питания. Требование малой длительности ионизирующего импульса и небольшой доли содержащейся в нем энергии по отношению к общей, подводимой к разряду, определяет такие значения емкости и индуктивности быстрого контура. Такой быстрый контур можно включить в медленный и зарядить его импульсным напряжением, затрачивая на это часть энергии, запасенной в емкости медленного контура. Именно такие схемы нашли широкое применение для формирования объемных разрядов в смесях с большим процентным содержанием молекулярных газов (N_2 , O_2 , CO_2 , HCl , H_2 -He, Xe). В такихмесях (см. рис. 17)

при $C_2 \ll C_1$, на начальной стадии $U_{s2} \approx 2U_0$. Таким образом на газовый промежуток может подаваться напряжение, почти вдвое превышающее зарядное. Длительность импульса перенапряжения на уровне $2U_0 C_1 (C_1 + C_2)^{-1}$ равна $t_1 = 2\pi L_1 (R_0^2 - R^2)^{-1/2}$, где $R_0^2 = (L_1 + L_2) (C_1 + C_2) / C_1 \cdot C_2$ [196].

Время от момента приложения импульса напряжения до достижения им первого максимума, экспериментально измеренное в работе [209] составило 10^{-7} с, что хорошо согласуется с расчетами [209]. Осциллограммы напряжения на плазме разряда и тока, протекающего через него, представлены на рис. 18. Как и в работах [210, 211], наблюдается фаза медленного изменения электронной концентрации ($dn_e/dt \approx 0$). В начальный момент наблюдаются пики тока и напряжения, обусловленные разрядной емкостью C_2 через газовый промежуток. Основная энергия вводится при пониженных значениях U , чем обеспечивается устойчивость разряда по отношению к шнурованию.

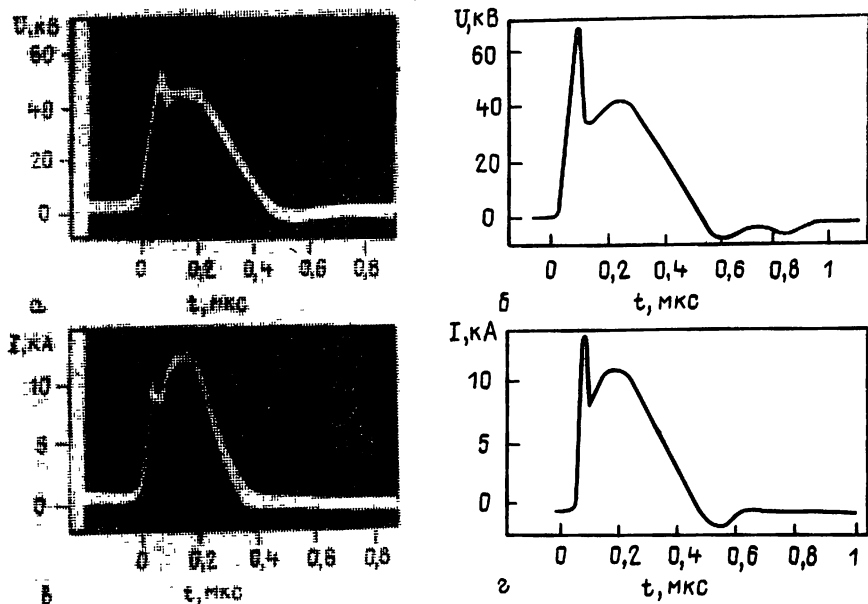


Рис. 18. Экспериментальные (а, в) и расчетные (б, г) осциллограммы напряжения и тока объемного разряда в N_2

При увеличении межэлектродного расстояния введение емкости C_2 уже несущественно влияет на условия получения предельного энерговклада в разряд [203]. Следует отметить, что при приближении энерговкладов к предельным с электродов начинают развиваться игольчатые плазменные образования, ярко светящиеся на фоне диффузного разряда и, видимо, обладающие высокой проводимостью. При дальнейшем увеличе-

нии энерговклада в него «игла» перекрывает межэлектродный промежуток, приводя к образованию дуги.

С повышением давления газа времени развития неустойчивости уменьшаются и для обеспечения объемного разряда необходимо сокращать время ввода энергии τ_v (от медленного контура). Уменьшение времени токового импульса τ_n позволяет осуществлять объемный электрический разряд при давлениях до 10 атм [212].

На рис. 19 изображена система питания, позволяющая формировать в объемном разряде мощные и короткие импульсы тока. Система питания включает 8-ступенчатый ГИН, собранный по схеме Маркса, а емкостью в ударе C_T . Генератор Маркса импульсно заряжает первый емкостной накопитель C_1 (в качестве диэлектрика используется глицерин). Высоковольтная пластина накопителя отделяется разрядником P_1 от высоковольтной пластины второго накопителя C_2 , который в свою очередь отделен от рабочего электрода многоканальным разрядником P_2 . Наличие P_2 позволяет запасти в накопителе C_2 большую энергию $CU^2/2$ ($U > U_3$), а геометрия расположения конденсаторов (C) и малая (за счет многоканальности) индуктивность разрядника P_2 обеспечивают минимальную индуктивность контура разрядки. Эти два фактора определяют режим ввода энергии в объемный разряд за время 20 нс при токе ≈ 10 кА. Роль C_1 и P_2 заключается в предварительном формировании электрического импульса с фронтом напряжения, обеспечивающим одновременный пробой всех каналов разрядника P_2 . Искры, возникающие при импульсной зарядке конденсаторов накопителя C , служат для УФ-предыонизации газового объема с размерами: ширина электродов 2 см, расстояние между электродами 5 см, длина электродов 60 см.

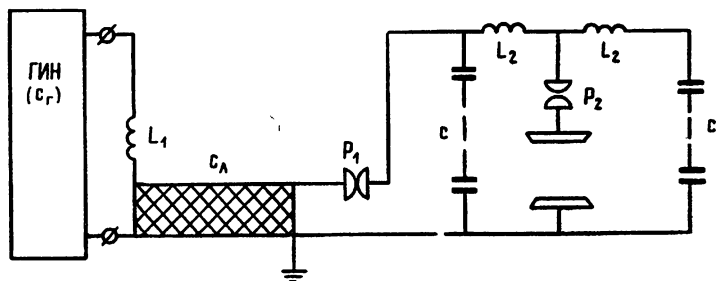


Рис. 19. Схема питания лазера самостоятельного разряда при высоком давлении:

C_T — ГИН; C_1 — формирующая линия; C — набор малоиндуктивных емкостей; L_1, L_2 — индуктивности; P_1 и P_2 — разрядники

Такие системы позволяют формировать устойчивый объемный разряд при давлениях до 10 атм с высоким содержанием молекулярных газов в смеси ($NF_3 : Xe : He$).

Таким образом, изложенные результаты исследования импульсного разряда в газах повышенного давления, позволяют сформулировать требования к системам возбуждения: превышение критической начальной концентрации электронов, их размножение в сильных ионизирующих полях, обеспечение оптимальных значений параметра E/N в процессе вклада основной энергии за времена, меньшие времени развития неустойчивости низкотемпературной плазмы.

3.3. Импульсно-периодический разряд

В импульсно-периодическом режиме разряда кроме явлений, характерных для моноимпульсных разрядов, возникают дополнительные физические процессы, обусловленные наличием быстрого потока газа и высокой частоты повторения импульсов. В одной из первых работ [213] в качестве основных причин, приводящих к ограничению средней выходной мощности импульсно-периодических лазеров, были рассмотрены: адиабатическое расширение области нагретого разрядом газа и неэффективная смена нагретого газа в приэлектродном пограничном слое. В дальнейшем был исследован еще ряд факторов, ограничивающих частоту повторения импульсов (f_0): расширение возмущенной области за счет турбулентного перемешивания [214, 215]; нагрев поступающего в разрядную область газа ударными волнами, формирующимися после импульсного энерговклада в разряд [216]; развитие перегревно-акустической неустойчивости [217]; наличие градиентов плотности газа в разрядной области, обусловленных возбужденными разрядом акустическими колебаниями.

Вклад энергии при протекании тока импульсного разряда осуществляется за короткие времена ($t \approx (10^{-4} \div 10^{-6})$ с), что соответствует высоким удельным плотностям мощности ($(10^4 \div 10^6)$ Вт/см³). Кроме того, диссипация энергии происходит неравномерно в межэлектродном промежутке, как за счет неоднородности предварительной ионизации газового объема, так и за счет наличия различных зон, характерных для тлеющего разряда (анодные и катодные области, положительный столб). Наиболее подробную информацию об этих неоднородностях можно получить из интерферометрических исследований. На рис. 20 представлены интерферограммы разрядного (разряд в CO_2) промежутка, снятые интерферометром Маха—Цандера с подсветкой рубиновым лазером ($\tau_{\text{и}} \approx 50$ нс) [7]. Как видно из рисунков, в разряде инициируются возмущения, распространяющиеся в стороны от разряда, и ударные волны от электродов, свидетельствующие о повышенном энерговыделении в приэлектродных слоях. По интерферограммам определяется плотность газа в центре разрядного промежутка в различные моменты времени.

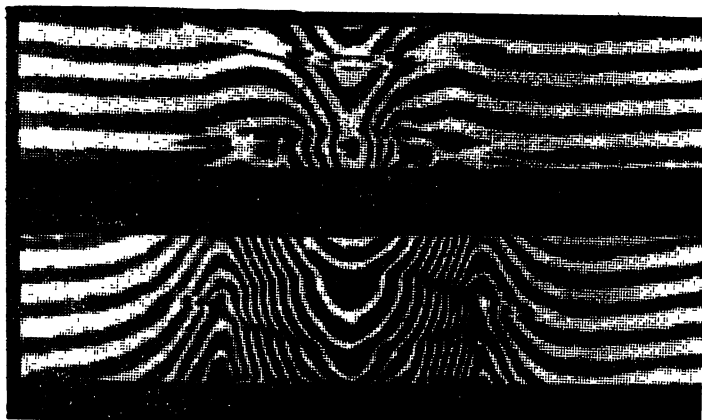


Рис. 20. Интерферограммы газодинамических возмущений после импульсного разряда в углекислом газе, полученные с различными временами задержки после разряда:

а — 6 мкс; б — 24 мкс

В разряде в CO_2 характерные времена выравнивания давления порядка 70 мкс. При энерговыкладах ~ 500 Дж/л·атм скорость распространения газодинамических возмущений мало отличается от скорости звука. Из-за быстрой релаксации можно считать, что вложенная в колебательные степени свободы энергии мгновенно выделяется в тепло, и процесс расширения газа происходит адиабатически. О быстроте выделения энергии свидетельствует, в частности, интенсивность боковых акустических волн (рис. 20а), которая значительно выше, чем, например, в азоте.

Таким образом, в CO_2 и газовых смесях, содержащих CO_2 , из акустических волн, возникающих при распаде начального возмущения давления, формируются слабые ударные волны. Время формирования ударной волны $\tau_{y-b} \approx \Delta x \left[\frac{\Delta p_b}{p_0} \cdot \frac{c_s}{\gamma} \right]^{-1}$. Здесь: Δx — характерный размер начального градиента давления, определяемый скоростью V — T -релаксации и градиентом энерговыклада, Δp_b — начальная амплитуда волны, p_0 — начальное давление газа, c_s — адиабатическая скорость звука, γ — показатель адиабаты. При характерных для ИПЛ энерговыкладах (300 Дж/л·атм) $\Delta p_b/p_0 \approx 0,5$. Тогда, принимая $\Delta x \leq b/2$ (b — ширина электрода), получим $\tau_{y-b} \leq \gamma b/c_s$, т. е. формирование ударной волны происходит достаточно быстро.

При распространении волны в скачках уплотнения происходит диссипация энергии (3% от энергии вложенной в разряд), являющаяся причиной нагрева газа вдали от разрядной зоны. После прохождения волны возрастание температуры газа (ΔT) определяется соотношением: $\Delta T_1/T_0 = \frac{2(\gamma-1)}{3(\gamma+1)^2} (M^2-1)^3 M^{-2}$, где

M — число Маха распространяющейся ударной волны. Для импульсных CO_2 -лазеров характерны значения $\Delta p/p_0 \approx \Delta T/T_0 \approx 1$ (Δp , ΔT — начальные изменения p и T). Для характерных значений $(M-1) \approx 0,2$ нагрев газа одиночной волной оказывается незначительным $\Delta T/T_0 \approx 10^{-3}$.

Одновременно с формированием волн, распространяющихся в стороны от разряда, происходит расширение зоны нагретого газа. При частотах следования импульсов, близких к частоте смены газа в разрядном промежутке $f_0 = b/v$ (b — размер электрода вдоль по потоку), существует достаточно мощный источник возмущений плотности газа, поступающего в разрядную область.

Возмущения плотности, образующиеся после разряда, могут существенно ухудшить однородность плазмы разряда [8, 218]. Повторный вклад энергии в разрядную зону осуществляется в газ, возмущенный за счет описанных выше процессов. Поскольку в самостоятельном разряде времена неустойчивости существенно меньше, чем в несамостоятельном, из-за резкой зависимости скорости ионизации от плотности газа, газодинамические возмущения ограничивают предельные энерговыклады в системах с УФ-предыонизацией.

Изменение локального энерговыклада при изменении плотности газа описывается формулой [217]:

$$\frac{\delta W}{W} = -\frac{\Delta p}{\rho} \frac{d \ln \nu_i}{d \ln E} \cdot \ln(n_{em}/n_{e0}).$$

Здесь: ν_i — частота ионизации газа, n_{em} — плотность плазмы в максимуме тока, n_{e0} — плотность фотоплазмы (для электродной системы с фотоионизацией).

Требование ограниченности локального энерговыклада приводит к уменьшению полного предельного энерговыклада (\bar{W}_0) в разряд:

$$\frac{\delta \bar{W}_0}{\bar{W}_0} = (1 - s/S) \frac{\delta W}{W},$$

где s — площадь сечения возмущенной области, S — площадь электрода. Так как $d \ln \nu_i / d \ln E \approx 10 \div 15$, $\ln(n_{em}/n_{e0}) \approx 10 \div 15$, то флуктуации плотности $\delta \rho / \rho \approx 10^{-2}$ должны приводить к снижению предельного энерговыклада $\delta \bar{W}_0 / \bar{W}_0 \approx 1$.

Результаты измерений чувствительности электродной системы с УФ-предыонизацией [217] показывают, что флуктуации температуры $\Delta T \approx 1^\circ \text{C}$ уже сказываются на устойчивости разряда. Флуктуации температур такого уровня могут существовать в газовом тракте по разным причинам.

В режиме работы повторяющихся импульсов происходит нагрев электродов из-за повышенного энерговыделения в электродных областях. Кроме того, сильное возмущение плотности газа связано с расширением нагретого газа после импульсного вклада энергии в межэлектродный промежуток. Процессы вы-

равнивания давления и теплопроводности приводят к ограничению частоты следования импульсов $f_0/f = 1,6 \div 1,7$ [215]. Невелико также ограничение, связанное с нагревом газа из-за диссипации энергии, уносимой ударными волнами [216]. Однако, процессы нестационарности, связанные с распространением в газе долгоживущих акустических колебаний могут существенно сказаться на свойствах импульсно-периодического разряда.

Если время затухания волн сравнимо с периодом следования импульсов тока, то в момент наложения очередного импульса плотность газа в разрядном промежутке будет пространственно промодулирована пришедшей туда волной. Газовый тракт представляет собой акустический резонатор. Внешнее периодическое воздействие может привести к возбуждению в нем собственных колебаний. Резонатор имеет спектр собственных частот $\nu_m = m c_s / 2 L_a$, где L_a — длина акустического резонатора, $m = 1, 2, 3 \dots$

При периодическом вкладе энергии резонансное возбуждение колебаний ν_m возможно в случае, если $\nu_m / f = n$ (n — целое число). Этот случай соответствует приходу в разрядную область волны сжатия к моменту наложения очередного импульса тока. При $\nu_m / f = n + 1/2$ эффективность возбуждения стоячих волн минимальна. Когда частота следования импульсов такова, что очередной импульс соответствует приходу в разрядный промежуток волны разрежения, то за время между импульсами между электродами не наблюдается колебаний плотности [217].

Возбуждаемые разрядом акустические колебания из-за большой чувствительности к флуктуациям плотности газа могут оказывать влияние на структуру разряда. Такая обратная связь может привести к раскачке перегревно-акустической неустойчивости разряда [217]. Было обнаружено, что на частотах повторения импульсов выше $50 \div 100$ Гц яркость разряда пространственно модулируется в направлении, перпендикулярном току разряда и потоку газа. Этот эффект хорошо виден на фотографиях (рис. 21), полученных при наблюдении разряда

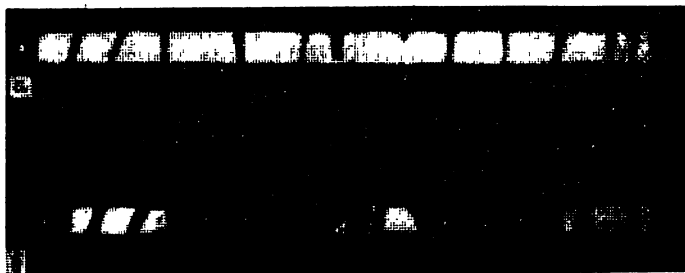


Рис. 21. Фотография разряда вдоль потока газа при $p=0,5$ атм, $v=40$ м/с; $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:2:5$ в разных частотах следования импульсов:

$a - 500$ Гц, $b - 350$ Гц

вдоль по потоку. Пространственная структура свечения разряда в зависимости от частоты повторения импульсов меняется дискретным образом (изменяется число светлых и темных областей). Появление пространственной структуры приводит к снижению удельного энерговыклада из-за появления дуг в ярких областях разряда (рис. 21). Физическая причина неустойчивости связана с тем, что акустические волны, бегущие под небольшим углом навстречу потоку газа, медленно затухают. Оставшееся от предыдущего импульса акустическое возмущение плотности газа приводит к модуляции энерговыклада. Повышенное энерговыделение в областях разрежения газа сопровождается повышением давления. При достаточно большой величине этого скачка давления звук может раскачиваться, в то время как в моноимпульсном режиме для развития акустической неустойчивости необходимо, чтобы повышенное энерговыделение происходило в местах повышенной плотности.

Как показывает зависимость средней мощности излучения от частоты повторения импульсов (рис. 22, кривая 1), существуют выделенные частоты (500 Гц, 650 Гц), на которых ограничение энерговыклада незначительно из-за отсутствия поперечной структуры. Введение в газовый тракт участка со стенками, хорошо поглощающими акустические колебания, привело к заметному повышению устойчивости разряда. И, как следствие, к улучшению характеристик лазера (рис. 22, кривая 2).

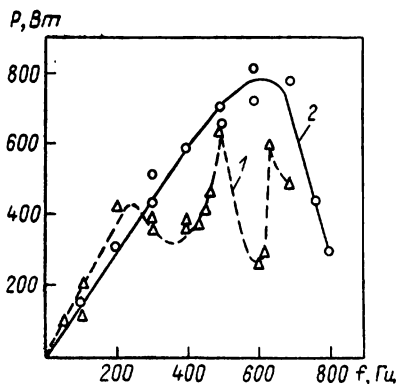


Рис. 22. Зависимость средней мощности излучения от частоты следования импульсов при различных условиях затухания акустических возмущений $p=0,5$ атм; $v=40$ м/с; $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 2 : 5$ (см. пояснения в тексте)

Явления акустических резонансов могут быть применены для создания потоков газа (самопрокачки) в замкнутых контурах [219]. В экспериментах [220] для осуществления самопрокачки был использован газовый тракт с различным акустическим сопротивлением для волн, распространяющихся от разряда в противоположных направлениях. Следует отметить, что на резонансных частотах наблюдалось увеличение скорости на $20 \div 30\%$.

К настоящему времени в литературе [8, 221] описано достаточно большое количество импульсно-периодических лазеров, которые применяются в лазерной химии, для разделения изотопов, для технологии. В импульсно-периодический лазер с замкнутым циклом прокачки входят следующие основные элементы: электроразрядная камера с системой электропитания и резонатором; схема, обеспечивающая поток смеси газов через зону разряда и состоящая из компрессора (или вентилятора), газового контура и холодильников; система регенерации, обеспечивающая постоянный состав газовой смеси. Используется как самостоятельный [216], так и несамостоятельный [221] разряд. В газовых трактах таких лазеров предусматриваются устройства, гасящие акустические колебания с целью повышения устойчивости разряда и улучшения качества излучения [222]. В кратковременном режиме работы (≤ 30 с) получены средние мощности излучения 36 кВт [221]. Для исследовательских целей и в установках кратковременного действия используются также импульсно периодические лазерные системы открытого цикла [111, 223] со скоростями потока вплоть до сверхзвуковых ($M \geq 3$) и частотах следования импульсов $\leq 10^4$ Гц.

3.4. Разряд в потоке газа

В тлеющем разряде на пространственную однородность плазмы существенное влияние оказывают процессы, происходящие в двух областях: отрицательном свечении на катоде и плазменном столбе. Линейная плотность тока на катоде должна быть такой, чтобы при максимальной вкладываемой мощности отрицательное свечение покрывало всю поверхность катода и чтобы разряд при этом оставался диффузным. Иными словами, в идеальном случае плотности тока в плазме и на катоде должны быть равны [118]. При давлениях $p \geq 100$ мм рт. ст. плотность тока в объеме тлеющего разряда при $E/N \simeq (2 \div 5) \cdot 10^{-16}$ В·см² в зависимости от давления и состава смеси составляет величину $j \simeq (10^{-3} \div 10^{-1})$ А/см². Это на 1–2 порядка меньше нормальной плотности тока на катоде $j_{\text{н}} \simeq (0,1 \div 10)$ А/см² при этих давлениях. Поэтому катод необходимо секционировать. Отдельные секции изготавливаются в виде небольших, равномерно распределенных по диэлектрической катодной плате рабочих участков. Часто применяются лезвийные катоды, ориентированные поперек потока [118]. Таким образом, общая площадь катодов меньше площади поперечного току размера разряда. При электрическом питании разряда от одного источника в цепи каждого катодного элемента имеется балластное сопротивление R_6 . Оно ограничивает ток в цепи каждого элемента и стабилизирует его за счет отрицательной обратной связи. На балластных сопротивлениях

теряется от 20 до 50% напряжения источника питания в случае поперечного разряда и $\sim 10\%$ при продольном протекании тока (рис. 23а). В большинстве электроразрядных систем используется сплошной и эквипотенциальный анод. В некоторых конструкциях однородность поперечного разряда обеспечивается секционированием анода при эквипотенциальном катоде или секционированием обоих электродов [99].

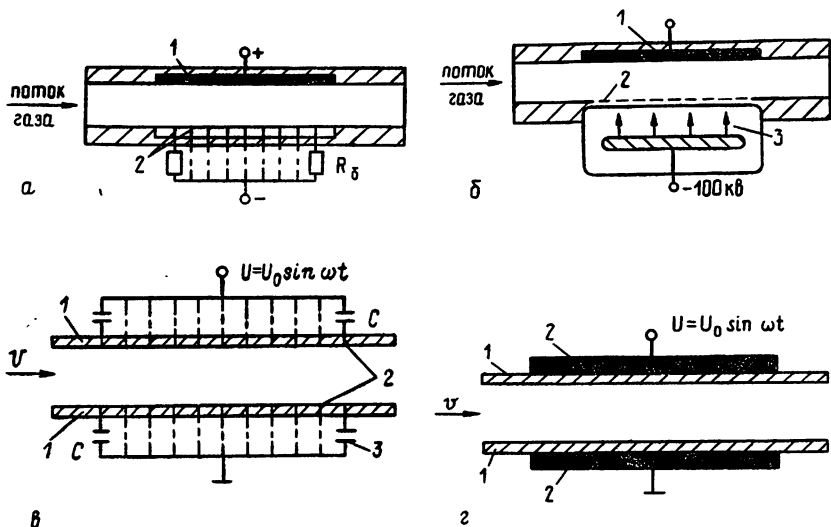


Рис. 23. Схема возбуждения разряда в потоке газа:

а — самостоятельный разряд: 1 — анод; 2 — катоды; R_b — балластные сопротивления; б — несамостоятельный разряд: 1 — анод; 2 — катод; 3 — электронный пучок; в, г — емкостный самостоятельный разряд: 1 — диэлектрические пластины; 2 — электроды; 3 — конденсаторы

При малой скорости потока узкий высокопроводящий канал между двумя электродами изгибается вдоль по потоку, оставаясь пространственно резко неоднородным. Явление искривления проводника связано с перемещением зоны ионизации при воздействии на периферийную зону разряда потока газа. Со стороны набегающего потока атомов температура газа падает, плотность растет и ионизация уменьшается. В то же время плотность газа, прошедшего через зону разряда, из-за нагрева падает, и ионизация растет. Таким образом, охлаждение приводит к смещению разряда вниз по потоку и даже к вытягиванию контрагированного шнура из области сильного электрического поля в пространство между электродами [117].

При увеличении скорости потока выше некоторой критической величины разряд скачкообразно переходит в диффузную форму [226], характеризующуюся высокой степенью однородности. В данном случае плазма тлеющего разряда находится

в области максимального поля между электродами. В балансе электронов становится существенным конвективный вынос. Можно сделать грубую оценку критической скорости потока для перехода контрагированного разряда в диффузную форму. Из равенства рекомбинационных и конвективных потерь $\beta n_e^2 = v \partial n_e / \partial x \approx v n_e / b$ находим (для $\beta = 10^{-7}$ см³/с, $n_e = 10^{11}$ см⁻³, $b = 1$ см) $v_{кр} \approx \beta n_e b = 10^4$ см/с, что достаточно хорошо совпадает с экспериментом [99].

При увеличении тока разряда, т. е. вкладываемой в разряд мощности, критическая скорость потока газа увеличивается, т. к. она пропорциональна плотности электронов. Требуемые скорости потока газа становятся значительными, близкими к скорости звука. Разряд при этом становится менее устойчивым.

Для диффузного разряда в потоке газа уравнение баланса плотности электронов, использовавшееся в работе [118], имеет вид

$$v_i n_e - D_a \Delta n_e - v \frac{\partial n_e}{\partial x} - \beta n_e^2 = 0,$$

где v_i — частота ионизации, D_a — коэффициент амбиполярной диффузии. Величина v_i представлялась в виде дельта-функции, т. е. предполагалось, что ионизация происходит только в узкой области порядка ширины электрода.

На рис. 24 дан график зависимости напряженности электрического поля от скорости потока газа [118]. Как видно из рисунка, кривая, полученная в указанной модели (при $\beta = 0$), удовлетворительно согласуется с экспериментом. При наличии потока газа появляется дополнительный источник потерь заряженных частиц — конвективный вынос. Для поддержания разряда в этом случае требуются большие частоты ионизации, и, соответственно, напряженность электрического поля. Вольт-амперная характеристика положительного столба в потоке газа, как правило, растущая.

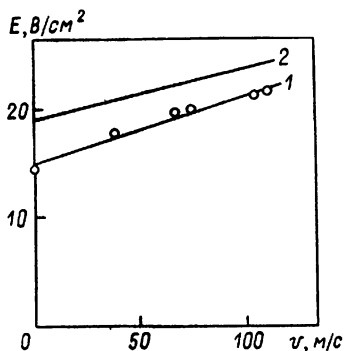


Рис. 24. Экспериментальная (1) и теоретическая (2) зависимости напряженности электрического поля от скорости потока газа (He , $p = 15$ Тор, $i = 0,15$ А)

Поток газа нарушает также симметрию распределения концентрации электронов относительно плоскости электродов при поперечном возбуждении. Со стороны набегающего потока зависимость $n_e(x)$ более резка, чем после прохождения его зоны разряда. При секционированных электродах из-за роста концентрации электронов напряженность

электродов при поперечном возбуждении. Со стороны набегающего потока зависимость $n_e(x)$ более резка, чем после прохождения его зоны разряда. При секционированных электродах из-за роста концентрации электронов напряженность

электрического поля убывает вдоль потока газа. В пределах области секционирования она может уменьшаться в 1,5—2 раза. Это обстоятельство учитывают, подбирая индивидуальные балластные сопротивления.

Существование устойчивой границы плазмы на входе в разрядную зону, видимо, объясняется развитием ионизации. В работе [224] существенная роль для поддержания фронта ионизации отводилась теплопроводности или диффузии (амбиполярной или турбулентной). В случае больших скоростей потоков газа $10^4 \div 10^5$ см/с и, соответственно, больших напряженностей полей в разряде электроны из прикатодной области за счет дрейфового движения поступают на вход фронта ионизации. Во входной зоне разряда $\Delta x \approx v/k_i \cdot N \ln(n_e/n_{e0})$, $n_{e0} \approx 10^8$ см⁻³ происходит экспоненциальное ионизационное нарастание концентрации электронов до значения $n_e \approx 10^{12}$ см⁻³. Как правило, $\Delta x \approx h$, h — расстояние между электродами. Тогда при заданном размере ионизационной зоны видно, что величина $E_{вх}$ слабо зависит от степени предьонизации n_e/n_{e0} вследствие резкой зависимости $k_i(E)$. Величина $E_{вх}$ превышает значение E_0 в зоне стационарного разряда из-за дополнительных энергетических затрат на ионизацию в этой зоне. Такой скачок E был впервые зарегистрирован в [117].

Для повышения устойчивости разряда может быть применена предьонизация, как на входе в разрядную камеру [117], так и во всем ее объеме. Предьонизация может быть импульсной за счет ультрафиолетового излучения, кратковременных периодических импульсов высокого напряжения, разрядов переменного тока звуковой частоты $10^4 \div 10^5$ Гц, импульсных пучков электронов. В случае предьонизации на входе в разрядную камеру или импульсной объемной ионизации основной вклад энергии происходит при несамостоятельном разряде в распространяющейся плазме.

При стационарной объемной предьонизации (электронный пучок, ВЧ-разряд) потери заряженных частиц в объеме положительного столба компенсируются ионизацией от внешнего источника. При межэлектродных расстояниях порядка 10 см и, следовательно, при значениях приложенного электрического поля порядка 10^3 В/см можно поддерживать несамостоятельный разряд в газе атмосферного давления с мощностью удельного энерговклада 1 кВт/см³ (рис. 236). При этом катодное падение составляет малую долю от полного напряжения, и величина разрядного тока определяется электронной проводимостью, созданной внешним ионизатором [9]. Наибольшее распространение в качестве ионизаторов получили электронные пучки с плотностью тока через фольгу ($10^{-5} \div 10^{-2}$) А/см² при энергиях электронов $(1 \div 2) \cdot 10^5$ эВ. Для создания ленточных пучков электронов с характерными размерами 10×100 см используются термоэмиссионные катоды.

Однако, как в системах с самостоятельным, так и несамостоятельным разрядами зарождение неустойчивостей наблюдается вблизи электродов (см. раздел 2.6). Скорость движения головки шнуров может достигать вплоть до 10^7 см/с [99]. Катодная область, находящаяся в глубине пограничного слоя, практически не отличается от таковой в тлеющем разряде повышенного давления. При больших скоростях потока движение положительных ионов к катоду (в поперечном разряде) частично происходит вдоль погранслоя, где скорость газа мала. Концентрация тока в погранслое приводит к развитию перегретой неустойчивости. Разрежение газа в этих областях, например, за счет нагрева, приводит к стабилизации разряда.

Измерения распределения электрического потенциала вблизи анода показывают (см. [99]), что размер анодной области (10^{-2} – 10^{-1}) см существенно больше толщины катодной области. Величина анодного падения U_a может составлять сотни вольт, в то время как в тлеющем разряде в трубках она не превышает 10 – 20 В. При малых токах анодная область может занимать основную часть межэлектродного пространства. Возникший в анодной области шнур будет «прорастать» к катоду со скоростью, определяемой дрейфом ионов и балансом энергии электронов вблизи головки шнура. Возможными методами борьбы с неустойчивостями являются предыонизация, а также увеличение коэффициента диффузии за счет турбулентности. Однако, роль турбулентности остается не до конца выясненной. При определенных условиях она может инициировать наличие возмущения плотности плазмы.

Как уже отмечалось, основной толчок к исследованию разрядов в потоке газа при повышенных давлениях был вызван интенсивным развитием лазерной техники. Именно в области исследования и создания мощных CO_2 -лазеров для технологических целей достигнут значительный прогресс в методах создания объемного разряда.

Как известно, в лазерах с диффузионным охлаждением максимальное значение мощности, снимаемой с единицы длины разрядной трубки $P/L \sim 100$ Вт/м. Таким образом, получение лазерного излучения мощностью 1 кВт требует зажигать тлеющий разряд в трубке длиной 10 м. Такие лазеры широко используются. Увеличение мощности в таких лазерах и уменьшение их габаритов стало возможным благодаря применению многоканальных лазерных систем [225]. В таких системах применяется большое число параллельно расположенных газоразрядных трубок или щелевых разрядных промежутков, объединяемых двумя общими зеркалами, одно из которых глухое, а второе — полупрозрачное. Секционирование объемного разряда и охлаждение его протекающим хладагентом открывает перспективы получения с относительно компактного устройства длиной зоны 1 м, диаметром отдельных трубочек 0,5 см и общим

диаметром их набора 10 см, мощности $5 \div 10$ кВт. Один из недостатков — большое число электродных элементов — легко устраняется применением безэлектродных трубок с возбуждением среды емкостным разрядом переменного тока (~ 10 кГц) [226].

Разряд переменного тока является одним из перспективных методов создания объемного разряда (Рис. 23в, г). Ионизация в таком разряде происходит в период прохождения абсолютной величины электрического поля через максимум. Остальное время разряд имеет несамостоятельный характер и ток протекает в распадающейся плазме. Для того, чтобы обеспечить самостоятельность разряда при отсутствии шунтирования плазмы разряда токами смещения, частота f должна лежать в диапазоне 10 кГц \div 1 МГц. Разрядом переменного тока создают однородную среду в больших объемах (~ 10 л) с большой высотой межэлектродного зазора (~ 10 см). При этом выходная мощность лазерного излучения ~ 10 кВт/м. Питание такого разряда осуществляется с помощью мотор-генератора и повышающего трансформатора. На частотах $f \approx 10$ кГц источники питания на уровне мощности 250 кВт довольно компактны ($50 \div 100$ кВт с 1 м³ конструкции) [225, 227].

Несамостоятельный разряд можно также поддерживать короткими ионизирующими (до 10^{-7} с) импульсами [228]. При давлении 100 мм рт. ст. (например, для технически чистого азота) доля энерговклада в импульсе не будет превышать 10% от общего энерговклада в разрядную камеру. При этом потери мощности, рассеиваемой в балластных сопротивлениях, можно свести до 5% от подводимой к разряду.

В работах [192, 229] предложен еще один способ создания разряда. Со стороны одного из электродов в межэлектродный промежуток впрыскиваются плазменные струи, образованные в капиллярных (с диаметром 1 мм, длиной 5 мм) плазмотронах [192], или во вспомогательных непрерывных дуговых разрядах [229]. Этот способ поддержания разряда оказался чувствительным к составу газа и не получил пока широкого распространения.

Описанные способы возбуждения позволяют подводить к разряду в потоке газа удельную мощность до 350 кВт/кг [225]. Наиболее однородная плазма и, самое главное, плазма с регулируемыми параметрами (n_e , T_e , E/N) в настоящее время получается в несамостоятельных разрядах.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Развитие физики и техники разряда в газах повышенного давления стимулировалось, главным образом, его использованием в квантовой электронике и современной плазмохимии. Стремление создать лазеры, работающие на многих активных

средах, с высокой мощностью и хорошим ресурсом привело к появлению в последние годы новых форм разряда: тлеющего разряда в потоке газа [99] и несамостоятельного разряда [9].

Непрерывный тлеющий разряд в потоке газа используется для накачки молекулярных лазеров на колебательных переходах, главными представителями которых являются CO_2 - и CO -лазеры. Самостоятельный разряд проще технически, однако применимость его для накачки лазеров ограничена со стороны высоких давлений ($p \leq 150$ Тор) из-за уменьшения энерговыклада вследствие развития шнуровых неустойчивостей. В самостоятельном разряде, кроме того, нелегко управлять параметром E/N , так что осуществляемые значения E/N , как правило, оказываются выше оптимальных с точки зрения эффективности колебательного возбуждения. Переход к несамостоятельному разряду позволяет частично подавить шнуровые неустойчивости, перейти на более высокие давления смеси и подобрать оптимальные для генерации излучения значения параметра E/N . Эти же преимущества несамостоятельного разряда сохраняются и в импульсном режиме накачки CO_2 - и CO -лазеров.

Ситуация качественно меняется, когда речь идет о лазерах на электронных переходах (пары металлов, N_2 , H_2 , эксимерные молекулы Xe_2^* , RX , R — атом благородного газа, X — галоген). Поскольку энергия верхнего лазерного уровня в этих системах одного порядка с потенциалом ионизации, а время жизни возбуждения, как правило, мало, то для накачки этих лазеров используется только импульсный (или импульсно-периодический) разряд, в котором энергия электронов должна быть достаточно велика для возбуждения электронных уровней (термов). Одно из существенных преимуществ несамостоятельного разряда — возможность уменьшения энергии электронов (параметра E/N) в разряде, оказывается ненужным. По этой причине несамостоятельные разряды не используются для накачки газовых лазеров на электронных переходах. В эксимерных лазерах для накачки широко используется импульсный сильнофокусированный пучок электронов. Плазма, получаемая при ионизации газа высокого давления ($p = (1 \div 5)$ атм) в отсутствие поля, представляет собой новый и сравнительно мало изученный объект.

Энергия электронов в такой плазме определяется балансом нагрева в процессах ионизации и ударов второго рода и охлаждения при неупругих соударениях с атомами и молекулами.

Возможность получения сильно неравновесных состояний газа принципиальна для работы лазеров. Эта же возможность уже давно привлекает к тлеющему разряду внимание химиков [5, 11], позволяя надеяться на получение необычных для тепловой химии соединений или на понижение энергозатрат на синтез определенных продуктов. Высокая степень неравновесности низкотемпературной плазмы тлеющего разряда чрезы-

чайно затрудняет возможность теоретического прогнозирования таких плазмохимических реакторов. Как правило, необходимо детальное рассмотрение всей совокупности электронных, ионно-молекулярных, химических и газодинамических процессов [230]. Скорость химических реакций нейтральных компонент обычно много меньше, чем скорости ионно-молекулярных реакций и зачастую оказываются сравнимыми со скоростью диффузионного ухода активных частиц на стенку. Таким образом, наряду с гомогенными процессами в плазменных реакторах необходимо рассматривать и гетерогенные процессы, как правило, изученные в гораздо меньшей степени. Перечисленные трудности несомненно повышают роль эксперимента в плазмохимии. Ясно также, что для детального экспериментального изучения определенного химического процесса необходимо использование комплексной диагностики, позволяющей не только определять состав продуктов, но и динамику состава, а также концентраций возбужденных молекул и заряженных частиц, температуру газа и т. д.

ЛИТЕРАТУРА

1. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. М., Госатомиздат, 1961
2. Леб Л. Основные процессы электрических разрядов в газах. 1950
3. Грановский В. Л. Электрический ток в газах. Установившийся ток в газах. М.: Наука, 1971
4. Райзер Ю. П. Основы современной физики газоразрядных процессов. М.: Наука, 1980
5. Теоретическая и прикладная плазмохимия. Под ред. Полака Л. С. М.: Наука, 1975
6. Летохов В. С., Устинов Ю. Д. Мощные лазеры и их применение, М.: Сов. радио, 1980
7. Baranov V. Y., Kovalev D. S., Persiantsev I. G., Pis'mennyi V. D., Rakhimov A. T., Starostin A. N. Molecular Gas Lasers. Physics and Application. Edited by E. P. Velikhov, MIR Publishers, Moscow, 1981, p. 266
8. Велихов Е. П., Баранов В. Ю., Летохов В. С., Рябов Е. А., Старостин А. Н. Импульсные CO₂-лазеры и их применение для разделения изотопов, М.: Наука, 1983, 304
9. Велихов Е. П., Письменный В. Д., Рахимов А. Г. УФН, 1977, 122, 419
10. Басов Н. Г., Беленов Э. М., Данилычев В. А., Сучков А. Ф. УФН, 1974, 114, 213
11. Легасов В. А., Русянов В. Д., Фридман А. А. В кн. Химия плазмы. Под ред. Б. М. Смирнова, М.: Атомиздат, 1978, вып. 5, 116—147
12. Ковальчук Б. М., Кремнев В. В., Месяц Г. А., Поталицын Ю. В. «Журнал прикл. мех. и техн. физ.», 1971, № 6, 125
13. Елецкий А. В., Смирнов Б. М., УФН 1982, 136, 25
14. Атомные и молекулярные процессы. Под ред. Д. Бейтса, М.: Мир, 1964, 777
15. Смирнов Б. М. Ионы и возбужденные атомы. М.: Атомиздат, 1974, 456
16. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982, 374
17. Месси Г. «Отрицательные ионы». М.: Мир, 1979, 754 с
18. Смирнов Б. М. Отрицательные ионы. М.: Атомиздат, 1978, 176

19. *O'Malley T. F.* «Phys. Rev.», 1967, 155, 59
20. *Allen M., Wong S. F.* «Phys. Rev. Let.», 1978, 41, 1791
21. *Allen M., Wong S. F.* «J. Chem. Phys.», 1981, 74, 1687
22. *Кочетов И. В., Шачкин Л. В., Шашков В. М.* «Журн. техн. физ.», 1984, № 1
23. *Баранов В. Ю., Высикайло Ф. И. и др.* «ТВТ», 1982, 20, 1038
24. *Красюков В. Г. и др.* «Физика плазмы», 1981, 7, 587
25. *Rayment S. W., Moruzzi J. L.* «Int. J. Mass Spectrometry and Ion Physics.» 1978, 28, 321
26. *Doussot C., Bastien F., Marode E., Moruzzi J. L.* «J. Phys. D.» 1982, 16, 2451
27. *McDaniel E. W., Cermak V. et al.* Ion-Molecule Reactions. N-Y. Wiley-Interscience, 1970
28. *Moruzzi J. L., Phelps A. V.* «J. Chem. Phys.», 1966, 45, 4617
29. *Albritton D. L.*, «Atomic Data and Nuclear Data Tables». 1978, 22, 3
30. *Мак-Ивен М., Филлипс Л.* Химия атмосферы. М.: Мир, 1978
31. «Ионно-молекулярные реакции в газах». Под ред. Талброзе В. Л., М.: Наука, 1979
32. *Dutton J. A* survey of electron swarm data «J. Phys. Chem. Ref. Data», 1975, 4, 577
33. *Акишев Ю. С., Пашкин С. В., Перетягко П. И.* ТВТ, 1982, 20, 770
34. *Акишев Ю. С., Двуреченский С. В., Захарченко А. И. и др.* «Физика плазмы», 1981, 7, 1273
35. *Лозанский Э. Д., Фирсов О. Б.* Теория искры. М.: Атомиздат, 1975
36. *Полак Л. С., Сергеев П. А., Словецкий Д. И.* ТВТ, 1977, 15, 15
37. *Kovacs M. A., Mack M. E.* «Appl. Phys. Let.», 1972, 20, 487
38. *Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966
39. *Ландау Л. Д., Теллер Е.* К теории дисперсии звука. В кн.: *Л. Д. Ландау.* Собрание трудов. М.: Наука, 2, 1968, 181
40. *Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Шелепин Л. А.* Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры. М.: Наука, 1980
41. *Treanor C. E., Rich I. W., Rehm R. I.* «J. Chem. Phys.», 1968, 48, 1798
42. *Vraai C. A.* «Physica», 1972, 86, 533
43. *Гордиец Б. Ф., Мамедов Ш. С., Шелепин Л. А., ЖЭТФ,* 1974, 67, 1287
44. *Железняк М. Б., Ликальтер Л. А., Найдис Г. В., ПМТФ,* 1976, № 6, 115
45. *Жданок А. С., Напартович А. П., Старостин А. Н., ЖЭТФ,* 1979, 76, 130
46. *Демьянов А. В., Жданок С. А., Кочетов И. В. и др., ПМТФ.* 1981, № 3, 5
47. *Баиадзе К. В., Вецко В. М., Жданок С. А. и др.* «Физика плазмы», 1979, 5, 923
48. *Лосев С. А.* Газодинамические лазеры. М.: Наука, 1977
49. *Кондратьев В. Н.,* Константы скорости газодинамических реакций. М.: Наука, 1971
50. *Панфилов В. Н., Петров А. К.* В кн. «Химия плазмы» под ред. Смирнова Б. М. М.: Атомиздат, № 6, 54, 1979
51. *Hake R. D., Phelps A. V.* «Phys. Rev.», 1967, 158, № 1, 70
52. *Хаксли П., Кромптон Р.* «Диффузия и дрейф электронов в газах». М.: Мир, 1977,
53. *Гинзбург В. Л.* Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967
54. *Гуревич А. В., Шварцбург А. Б.* Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М.: Наука, 1973
55. *Гинзбург В. Л., Гуревич А. В., УФН,* 1960, 70, № 2, 201
56. *Конуэлл Э.* Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях, М.: Мир, 1970, 384
57. *Александров Н. Л., Сон Э. К.* В сб.: Химия плазмы. Под ред. Смирнова Б. М., М.: Атомиздат, 1980, 7, 35
58. *Иванов Ю. А., Полак Л. С.* В сб. «Химия плазмы» под ред. Смирнова Б. М., 2, М.: Атомиздат, 1975

59. Новгородов М. З. «Труды ФИАН СССР», М., 1974, 78, 60 с
60. Давыдов Б. И. ЖЭТФ, 1936, 6, № 5, 463 с, там же 6, № 5, 471
61. Тимофеев А. В. ЖТФ, 1970, 40, № 1, 1920
62. Александров Н. Л., Напартович А. П., Старостин А. Н. «Физика плазмы», 1980, 6, № 5, 1123
63. Брагинский С. И. В сб.: Вопросы теории плазмы. Под ред. Леонтовича М. А. 1, 183, М.: Атомиздат, 1963
64. Шарковский И., Джонстон Т., Бачинский Н. Кинетика частиц плазмы, М.: Атомиздат, 1969
65. Lascina W. B. NRTC — 79 — 7R, 1979, contract N NOOOM—78—C—04—99
66. Voeuf J. P., Marode E. «J. Phys. D», 1982, 15, 2169
67. Цендин Л. Д. ЖЭТФ, 1974, 66, 1636
68. Цендин Л. Д. «Физика плазмы», 1982, 8, 169
69. Цендин Л. Д. «Физика плазмы», 1982, 8, 400
70. Александров Н. Л., Кончаков А. М. «Физика плазмы», 1981, 7, 131
71. Напартович А. П., Мыльников Г. Д. «Физика плазмы», 1975, 1, 892
72. Напартович А. П., Старостин А. Н. В кн. Химия плазмы. Ред. Смирнов Б. М., М.: Атомиздат, 1979, 153
73. Parker J. H., Lowke I. I. «Phys. Rev.», 1969, 181, 290
74. Haas R. A. «Phys. Rev.», 1973, 8A, 1017
75. Nighan W. L. In: «Principles on Laser Plasmas» Ed. Bekefi. N—Y, 1976, p. 257
76. Мак-Даниель Н., Мэзон Э. Подвижность и диффузия ионов в газах. М.: Мир, 1976
77. Thomas W. R. L. «J. Phys. B.» ser. 2, 1969, 2, 551
78. Tagashira H., Sakai Y., Sakamoto S. «J. Phys. D.» 1977, 10, 1051
79. Taniguchi T., Tagashira H., Sakai Y. «J. Phys. D.» 1978, 11, 1752
80. Brunet H., Vincent P. «J. Appl. Phys.» 1979, 50, 4700
81. Brunet H., Vincent P. «J. Appl. Phys.» 1979, 50, 4708
82. Sakai Y., Kaneko S., Tagashira et al. «J. Phys. D.» 1979, 12, 23
83. Александров Н. Л., Кочетов И. В., Напартович А. П. и др. «Физика плазмы», 1980, 6, 1365
84. Елецкий А. В. УФН, 1978, 125, 279
85. Александров Н. Л., Напартович А. П., Старостин А. Н. «Физика плазмы», 1983, 9, 1069
86. Шапиро Г. И., Сорока А. М. «Письма в ЖТФ», 1978, 5, 129
87. Генкин С. А., Королев Ю. Д., Хузеев А. П. ЖТФ, 1982, 52, № 5, 1982
88. Ковалев А. С., Муратов Е. А., Озеренко А. А. и др. Тез. доклада. XVI Всес. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Т. I, с. 239, Ленинград, 1983
89. Бронин С. Я., Колобов В. М., Сушкин В. Н. и др. ТВТ, 1980, 18, 46
90. Лобанов А. Н., Лондер Я. И., Менахин Л. П., Ульянов К. Н. ЖТФ, 1982, 52, 1959
91. Аверин А. П., Глотов Е. П., Данилычев В. А. и др. «Письма в ЖТФ», 1980, 6, 405
92. Голубев С. А., Ковалев А. С., Логинов Н. А. и др. «Физика плазмы» 1977, 3, 1011
93. Бронин С. Я., Колобов В. М. «Физика плазмы», 1983, 9, 1088
94. Акишев Ю. С., Высикайло Ф. И., Напартович А. П., Пономаренко В. В. ТВТ, 1980, 18, 266
95. Блохин В. И., Пашкин С. В. ТВТ, 1979, 17, 207
96. Бреев В. В., Пашкин С. В. Препринт ИАЭ-2956, М., 1978
97. Бреев В. В., Давуреченский С. В., Пашкин С. В. ТВТ, 1979, 17, 311, 250
98. Высикайло Ф. И., Напартович А. П. ТВТ, 1981, 19, 421
99. Велихов Е. П., Голубев В. С., Пашкин С. В. УФН, 1982, 137, 117
100. Пашкин С. В. ТВТ, 1976, 14, 638
101. Акишев Ю. С., Напартович А. П., Трушкин Н. И. ТВТ, 1981, 19, 1144
102. Дыхне А. М., Напартович А. П. ДАН СССР, 1979, 247, 837

103. Акишев Ю. С., Напартович А. П., Перетягко П. И., Трушкин Н. И. ТВТ, 1980, 18, 873
104. Королев Ю. Д., Кремнев В. В., Пономарев В. Б. «Изв. вузов. Физика». 1977, № 3, 150
105. Ретер Г. Электронные лавины и пробой в газах. Пер. с англ. под ред. Комелькова В. С., М., ИЛ, 1960
106. Мик Д., Крэс Д. Электрический пробой в газах. М.: ИЛ, 1960
107. Баранов В. Ю., Борисов В. М., Веденов А. А. и др. Препринт ИАЭ-2248, М., 1972
108. Palmer A. J. «Appl. Phys. Let.», 1974, 25, 138
109. Гуревич Д. Б., Канатенко М. А. «Тез. доклада VI Всес. конф. по физике низкотемпературной плазмы». Т. II, с. 156, Ленинград, 1983
110. Межевов В. С., Автореферат канд. диссертации. М., ИАЭ им. И. В. Курчатова, 1981
111. Баранов В. Ю., Малюта Д. Д., Межевов В. С., Напартович А. П. «Квантовая электроника», 1976, 3, с. 649
112. Cason C., Perkins J. F., Werkheiser A. H., Duderstadt J. AIAA Paper, № 77—65, 1977
113. Акишев Ю. С., Напартович А. П., Пономаренко В. В. и др., ЖТФ, 1983, 53, № 12, 2351—2357
114. Schottky W., Issendorf I. «Phys. Zeitschrift», 1924, 25, 342, 635
115. Алферов В. И., Бушмин А. С. ЖЭТФ, 1963, 44, № 6, с. 1775
116. Vaganov V. Yu. In: Proc. of the 8 th Internat. Conf. Phenomena in Ion. Gases, 1967, Vienna
117. Баранов В. Ю. В сб.: Некоторые вопросы исследования газоразрядной плазмы и создание сильных магнитных полей. Обзор. М.: Наука, 1970, с. 39—74
118. Баранов В. Ю., Веденов А. А., Низьев В. Г. ТВТ 1972, 10, 1156
119. Дмитриев Л. Н. ПМТФ, 1977, № 2, 18
120. Гладуш Г. Г., Самохин А. А. Препринт ИАЭ-3062. М., 1978
121. Веденов А. А., Копырина, Мыльников Г. Д. В сб.: Труды XII Международной конференции по явлениям в иониз. газах. 1975, с. 58
122. Акишев Ю. С., Напартович А. П. «Физика плазмы», 1978, 4, 1146
123. Акишев Ю. С., Напартович А. П., Пашкин С. В. «Физика плазмы», 1978, 4, 152
124. Фисун, О. И. УФЖ, 1978, № 8, 1382—1384
125. Александров Н. Л., Кончаков А. М. «Физика плазмы», 1981, 7, № 1, 185—191; ТВТ, 1983, 21, № 1, 1—6
126. Бабадзе К. В., Вецко В. М. и др. ДАН СССР, 1979, 249, 832; ТВТ, 1981, 19, 361
127. Лопанцева Г. Б., Напартович А. П., Паль А. Ф. и др. «Физика плазмы», 1982, 8, 1264
128. Лопанцева Г. Б., Напартович А. П., Старостин А. Н. «Квантовая электроника», 1984, 11, № 1, с. 81
129. Демьянов А. В., Дятко Н. А. и др. «Физика плазмы», 1981, 5, 1391
130. Акишев Ю. С., Демьянов А. В., Кочетов И. В. и др. ТВТ, 1982, 20, № 5, 818—827
131. Daugherty J. D., Mangano J. A., Jacob J. H. «Appl. Phys. Let.» 1976, 28, 581—583; Войтик М. Г., Молчанов А. Г., Попов Ю. М. «Квантовая электроника», 1977, 4, 1722
132. Ковалев А. С., Рахимов А. Г. и др. «Письма в ЖТФ», 1980, 6, 743
133. Kovalev A. S., Rakhimov A. T. et al. Proc. XV Int. Conf. on Phenom in Ionized Gases, Minsk, 1981, p. 733
134. Улянов К. Н., Чулков В. В. В сб.: Труды IV Всесоюз. симп. по сильноточной электронике. Томск, 1982, ч. 1, с. 115; ЖТФ, 1982, № 12, 1953
135. Улянов К. Н., Чулков В. В. В сб.: Тезисы докл. VI Всес. конф. по физике низкотемпер. плазмы. Ленинград, 1983, 2, с. 48
136. Гладуш Г. Г., Самохин А. С. Препринт ИАЭ-3406/6. М., 1981
137. Акишев Ю. С., Напартович А. П., Пашкин С. В. и др. В сб.: Тезисы

- докл. VI Всесоюзн. конф. по физике низкотемп. плазмы. Ленинград, 1983
138. Захаров В. В., Карпиков А. А., Чехунов Е. В. «Журнал техн. физики», 1976, 46, 1846
 139. Kline E., Denes L. J. «J. Appl. Phys.», 1975, 46, 1567.
 140. Захаров В. В., Карпиков А. А., Чехунов Е. В. «Ж. техн. физ.», 1976, 46, 1846
 141. Аргунов В. А., Захаров В. В., Иолев Г. Ф. и др. «Ж. прикл. мех. и техн. физ.», 1977, № 2, 14
 142. Koppitz I., Stüm K. «Appl. Phys.», 1977, 12, 23
 143. Pagazolli C. G. «AIAA J.», 1978, 16, 592
 144. Lowke I. I., Davies D. K. «J. Appl. Phys.», 1977, 48, 4991
 145. Баркалов А. Д., Гладуш Г. Г., Гладуш Г. Г. и др. ТВТ, 1978, 16, 265
 146. Александров В. В., Котеров В. Н., Пустовалов В. В. и др. «Квантовая электроника», 1978, 5, 114
 147. Smith R. C. «Appl. Phys. Lett.», 1972, 21, 352
 148. Баранов В. Ю., Петрушевич Ю. В., Смаковский Ю. Б. и др. «Квантовая электроника», 1979, 6, 2552
 149. Петрушевич Ю. В., Старостин А. Н. «Физика плазмы», 1981, 7, № 4, 842—851
 150. Баркалов А. Д., Гладуш Г. Г. ТВТ, 19, 652
 151. Баркалов А. Д., Гладуш Г. Г. ТВТ, 1982, 20, № 1, 1—24; № 2, 201—206
 152. Баркалов А. Д., Гладуш Г. Г., Глова А. Ф. и др. ТВТ, 1980, 18, № 3, 483—488
 153. Лопанцева Г. Б., Паль А. Ф., Перезовнов А. Ф. и др. «Физика плазмы», 1979, 5, 1117
 154. Rogoff G. L. «Phys. Fluids», 1972, 15, 1931
 155. Jaeger E. F., Oster L., Phelps A. V. «Phys. Fluids», 1976, 19, 819
 156. Королева И. Л., Напартович А. П., Старостин А. Н. «Физика плазмы», 8, 561, 1982
 157. Сидоров И. Н. ЖВМ и МФ, 1981, 21, № 3, 804—808
 158. Кочетов И. В., Лобанов А. Н., Степанов В. В., Ульянов К. Н. В сб.: Тезисы докл. VI Всес. конф. по физике низкотемп. плазмы, Ленинград, 1983, 2, с. 45
 159. Веденов А. А., Гладуш Г. Г., Самохин А. А. «Физика плазмы», 1980, 6, 910—917
 160. Гладуш Г. Г., Самохин А. А. Препринт ИАЭ—3103, 1979
 161. Гладуш Г. Г., Самохин А. А. «Ж. прикл. мех. и техн. физ.», 1981, № 5, 15—23
 162. Дыхне А. М., Напартович А. П., Таран М. Д. и др. Препринт ИПМ им. М. В. Келдыша, 1981, № 164
 163. Дыхне А. М., Напартович А. П., Таран М. Д., Таран Т. В. «Физика плазмы», 1982, 8, 746
 164. Дыхне А. М., Елкин Н. Н., Напартович А. П. и др. «Физика плазмы», 1983, 9, № 6
 165. Акишев Ю. С., Напартович А. П., Пашкин С. В. и др. «Физика плазмы», 1984, 10, № 1
 166. Wood II O. R. «Proc. IEEE» 1974, 62, 213
 167. Patel C. K. N. «Phys. Rev.» Nov. 1964, 136, 1187 A
 168. Hill A. E. «Appl. Phys. Lett.», 1968, 12, 324; ТИИЭР, 1971, 59, с. 252
 169. Beaulieu I. I. «Appl. Phys. Lett.», 1970, 15, 504
 170. Dumanchin R., Rocca-Serra I. «Acad. Sci. C. R.», 1969, 269, 916
 171. Lamberton H. M., Pearson P. R. «Electr. Lett.», 1971, 7, 141
 172. Judd O. D. «Appl. Phys. Lett.», 1972, 9, 21
 173. Басов Н. Г., Беленов Э. М., Данилычев В. А. и др. «Письма в ЖЭТФ», 1971, вып. 7, с. 421
 174. Баранов В. Ю., Борисов В. М., Стрельцов А. П. ПТЭ 1973, с. 188
 175. Shao Chilin, Levatter J. I. «Appl. Phys. Lett.», 1979, 34, № 8, 505
 176. Басов Н. Г., Беленов Э. М., Данилычев В. А., Ковш И. Б., Подсосный А. С., Сушков А. Ф. «Ж. эксп. теор. физ.», 1973, 64, вып. 1, с. 138

177. Баранов В. Ю., Новобранцев И. В., Смаковский Ю. Б., Стрельцов А. П., Старостин В. Н. Препринт ИАЭ-2431, 1974. «Докл. АН СССР», 1976, 227, 1075
178. Андрияхин В. М., Велихов Е. П., Голубев С. А., Красильников С. С., Прохоров А. М., Письменный В. Д., Рахимов А. Т. «Письма в ЖЭТФ», 1968, 8, 334
179. Fenstermacher C. A., Nutter M. I., Rink J. P., Boyer K. «Bull. Amer. Phys. Soc.», 1971, 16, 42
180. Daugherty J. D., Pugh E., Douglas-Hamilton D. M. «Bull. Amer. Phys. Soc.», Mar. 1972, 17, 399
181. Ковальчук Б. М., Кремнев В. В., Месяц Г. А. «Докл. АН СССР», 1970, 12, 737
182. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. «Письма в ЖЭТФ», 1971, 13, 7
183. Бугаев С. П., Литвинов Е. Е., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. УФН, 1975, № 1, 115
184. Месяц Г. А., Насибов А. С., Кремнев В. В. Формирование наносекундных импульсов высокого напряжения, М.: Энергия, 1970
185. Месяц Г. А. Генерирование мощных наносекундных импульсов, М.: Сов. радио, 1973
186. Perkins R. B. In «8 th Intern. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Res.» Prepr. IAEA-CN-38/B-2 Brussels, 1980
187. Adamovich V. A. et al. «Applied Optics», 1980, 19, 918
188. Cason C. «AIAA Paper», 1974, 74, 686
189. Владимиров В. В., Горшков В. Н., Шанский В. Ф., Щедрин А. И. «Физика плазмы», 1980, 6, 653
190. Адамович В. А., Баранов В. Ю., Бевов Р. К., Стрельцов А. П. «Письма в ЖЭТФ», 1978, 44, 983
191. Месяц Г. А., Бычков Ю. Н., Кремнев В. В. УФН, 1972, 107, 201
192. Карлова Е. К., Карлов Н. В., Кузьмин Г. П. «Кр. сообщения по физике», ФИАН, 1972, № 6, с. 18
193. Seguin H. I., Tulip I., Don Mc Ken. «IEEE, J. Quant. Electr», QE-10, 1974, 311
194. Richardson M. C., Alcock A. I., Leopold K., Burtyn P. «IEEE J. Quant. Electr.», 1973, QE-9, № 2, 236
195. Levin I. S., Javan A. «Appl. Phys. Lett», 1973, 22, 55
196. Баранов В. Ю., Борисов В. М., Напартович А. П., Напартович Е. Ш., Сатов Ю. А. «Препринт ИАЭ-2398», 1974; «Ж. техн. физ.», 1976, 46, с. 355
197. Laflamme A. «Rev. Scient. Instr», 1970, 41, № 11, 1578; Приборы для научных исследований», 1970, 41, № 11, с. 48—51
198. Баранов В. Ю., Борисов В. М., Низьев В. Г., Петряков В. М. «Письма в ЖЭТФ», 1974, 19, вып. 4, с. 212—215
199. Reilly I. P. «J. Appl. Phys», 1972, 43, 3411
200. Напартович А. П., Наумов В. Г., Шашков В. М. «Докл. АН СССР», 1977, 232, 577
201. Генералов Н. А., Зимаков В. П., Косынкин В. Д., Райзер Ю. П., Ройтенбург Д. И. «Физика плазмы», 1977, 3, с. 626—634
202. Richardson M., Leopold K., Alcock A. I. «IEEE J. Quant Electr», 1973, OE-9, № 9, 933
203. Баранов В. Ю., Борисов В. М., Сатов Ю. А., Степанов Ю. Ю. «Квантовая электроника», 1975, 2, № 9, с. 2086
204. Андреев С. И., Белоусова И. М., Дащук П. Н., Зарослов Д. Ю., Карлов Н. В., Кузьмин Г. П., Никифоров С. М., Прохоров А. М. «Квантовая электроника», 1976, 3, 1721
205. Зарослов Д. Ю., Карлов Н. В., Кузьмин Г. П., Мак-Кен Д., Никифоров С. М., Прохоров А. М. «Изв. АН СССР, сер. физическая», 1979, 43, с. 230
206. Велихов Е. П., Письменный В. Д., Прохоров А. М., Муратов Е. А., Рахимов А. Т. «Письма в ЖЭТФ», 1975, 18, вып. 6, 11 Международная конференция по явл. в иониз. газах. Прага, 1973, Т. П, с. 11

207. Елецкий А. В., Смирнов Б. М. «Докл. АН СССР», 1970, 190, 809
208. Глотов Е. П., Данилычев В. А., Миланич М. А., Сорока А. М. «Квантовая электроника», 1979, 6, с. 3469
209. Баранов В. Ю., Борисов В. М., Напартович Е. Ш., Напартович А. П., Сагов Ю. А., Судаков В. В. «Физика плазмы», 1976, 2, 486
210. Denes L. J., Lowke J. J. «Appl. Phys. Lett», 1973, 23, 130
211. Оришич А. М., Пономаренко А. Г., Солоухин Р. И. «Ж. прикл. мех. техн. физ.», № 1, с. 3
212. Баранов В. Ю., Борисов В. М., Ратников В. Е., Сагов Ю. А., Судаков В. В. «Квантовая электроника», 1976, 3, 651
213. Dzakowic G. S., Wutzke S. A. «J. Appl. Phys.», 1973, 44, № 11, p. 5061
214. Баранов В. Ю., Бреев В. В., Малота Д. Д., Низьев В. Г. «Квантовая электроника», 1977, 4, 9, с. 1861—1866
215. Баранов В. Ю., Малота Д. Д., Межевов В. С. «Квантовая электроника», 1978, 5, 10, 2186—2195
216. Баранов В. Ю., Клепач Г. М., Межевов В. С., Низьев В. Г., Чалкин С. Ф. ТВТ, 1978, 15, 5, 972—976
217. Баранов В. Ю., Межевов В. С., Напартович А. П., Малота Д. Д. «Физика плазмы», 1980, № 4, с. 785
218. Lambertson H., Roper V. In: Gas Flow and Chemical Lasers, Н. Р. С., Brussels, 1979
219. Губарев А. В., Дробязко С. В., Якушев А. А. «Квантовая электроника», 1978, 5, с. 1595
220. Баранов В. Ю., Низьев В. Г., Пигульский С. В., Толстов В. Ф. «Ж. эксп. теор. физ.», 1980, 79, 2, с. 478
221. Wood J. D. L. H., Pearson P. R. «J. de Physique», 1981, 41, Suppl. N 11, p. C—9—351
222. Vhaumik, M. L. In: Gas Flow and Chemical Lasers Н. Р. С., Brussels, 1979, p. 49
223. Tulip I., Seguin H., Faszler W. «IEEE J. of Quant Electr.», 1976, QE—12, № 2, p. 155
224. Велихов Е. П., Дыхне А. М. In: «YII ICPIG», Beograd, 1965, 1, 43
225. Абильтсиштов Г. А., Велихов Е. П., Голубев В. С., Лебедев Ф. В. «Квантовая электроника», 1981, 8, № 12, с. 2517
226. Антюхов В. В., Глова А. Ф., Качурин О. Г., Лебедев Ф. В. «Квантовая электроника», 1980, 7, с. 425
227. Бондаренко А. В., Гаврилюк В. Д., Голубев В. С. и др. «Квантовая электроника», 1980, 7, № 4
228. Наумов В. Г., Шашков В. М. «Квантовая электроника», 1977, 4, № 11, с. 2427—2433
229. Gibbs W. E. K., McLeary R. «Phys. Lett.», 1971, 37A, 229
230. Словецкий Д. И. Механизмы химических реакций в неравновесной плазме. М.: Наука, 1980
231. Карлов Н. В., Конев Ю. Б., Кочетов И. В., Певгов В. Г. Препринт ФИАН, 1976, № 91
232. Бычков В. Л., Елецкий А. В., Смирнов Б. М. ТВТ, 1980, 18, с. 239
233. Акишев Ю. С., Пономаренко В. В. и др. ТВТ, 1980, 18

ПЛАЗМЕННЫЕ УСКОРИТЕЛИ

А. И. Морозов, А. П. Шубин

ОГЛАВЛЕНИЕ

1. Введение	179
1.1. Общая характеристика плазменных ускорителей	180
1.2. О предмете обзора	182
2. Элементы теории плазменных потоков	183
2.1. Механизмы ускорения плазмы в плазменных ускорителях	183
2.2. Динамика электронов и электростатическое поле в плазме	185
2.2.1. Объемные и пристеночные E -поля	186
2.2.2. Закон Ома для идеально проводящей плазмы и его интегралы	187
2.2.2.1. Понятие термализованного потенциала	188
2.2.2.2. Понятие «автономности» электронной компоненты	190
2.2.3. Закон Ома при конечной проводимости	192
2.2.4. Динамика электронной компоненты в кинетическом приближении	195
2.2.4.1. Пристеночная проводимость (ПП)	195
2.2.4.2. Изодрейфовые режимы	197
2.3. Общие свойства стационарных плазменных течений	199
2.3.1. Исходные уравнения	199
2.3.2. Формализм функций потока в бездиссипативной двухжидкостной гидродинамике	200
2.3.3. Динамика безынерционной электронной компоненты	201
2.3.4. Течение в собственном магнитном поле ($\psi=0$, $a_{i,e}=0$, $m=0$)	202
2.3.4.1. Эпюры коаксиального ускорителя	202
2.3.4.2. Ускорительные и компрессионные режимы течения	204
2.3.4.3. Метод «плавных» течений	205
2.3.5. Течение во внешних магнитных полях при $m=0$ (продолжение анализа системы (38))	206
2.3.6. Численное моделирование течений плазмы в коаксиальных каналах с собственным магнитным полем	207
2.3.7. Численное моделирование течений в системах с замкнутым дрейфом	209
2.3.8. Бесстолкновительные одномерные плазмодинамические структуры	211
2.3.9. Одномерный ускоряющий слой при наличии ионизации	213
2.3.10. Дрейфовые приэлектродные процессы в плазмодинамических системах	214
3. Плазменные ускорители и плазмооптические системы	216
3.1. Плазменные ускорители (ПУ)	216
3.1.1. Классификация ПУ	216
3.1.2. Нензотермические ПУ	217
3.1.3. Ускорители с анодным слоем (УАС)	220
3.1.4. Ускорители с замкнутым дрейфом и протяженной зоной ускорения (УЗДП)	222
3.1.5. Импульсные плазменные ускорители (ИПУ)	227
3.1.6. Коаксиальные стационарные плазменные ускорители (КПУ) и магнитоплазменные компрессоры (МПК)	229
3.1.7. Торцевые сильноточные ускорители (ТСУ)	235
3.1.8. Торцевые холловские ускорители (ТХУ)	236

3.2. Плазмооптика	237
3.2.1. Принцип плазменной линзы	239
3.2.2. Некоторые общие вопросы теории плазмооптических систем (ПОС)	240
3.2.2.1. О квазинейтральности	240
3.2.2.2. О транзитивности	241
3.2.2.3. О богатстве вариантов плазменных и вакуумных корпускулярных оптических систем (КОС)	242
3.2.2.4. О предельных плотностях КИП	243
3.2.3. Экспериментальные исследования плазменной линзы	243
4. Применение плазмодинамических систем	246
4.1. Электрореактивные двигатели (ЭРД)	246
4.2. Моделирование астрофизических явлений и активные эксперименты в космосе	247
4.3. Вакуумная ионно-плазменная технология (ВИПТ)	249
4.4. Применение плазмооптических систем	250
4.5. Плазмодинамические системы в лазерной технике	251
4.6. Плазменные ускорители и проблема УТС	252
Литература	253

1. ВВЕДЕНИЕ

За последние 20—25 лет появился и начал интенсивно развиваться новый класс устройств, получивший название плазменных ускорителей (ПУ). Чтобы понять место и значение ПУ, представим условно всю совокупность устройств для ускорения вещества диаграммой [1], изображенной на рис. 1, где по оси абсцисс отложена энергия ε (в эВ/нуклон), а по оси ординат — концентрация частиц n (в $1/\text{см}^3$). Область I включает в себя

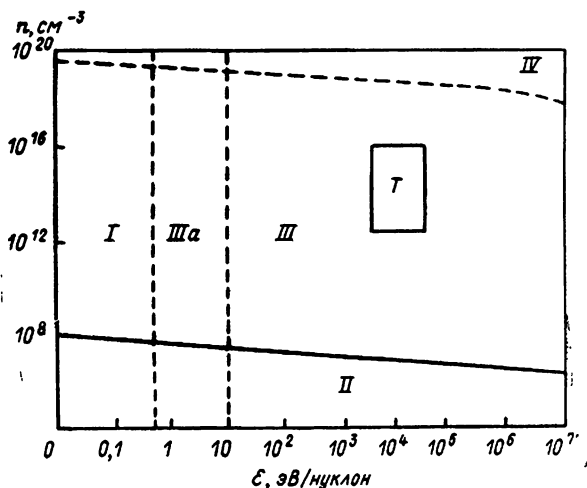


Рис. 1. Местоположение плазменных ускорителей на диаграмме кинетическая энергия — плотность:

I — газодинамические и механические системы; II — ускорители заряженных частиц; III — плазменные ускорители; IIIa — плазмотроны; IV — неосвоенная область; T — область термоядерных систем с магнитным удержанием

все механические и газодинамические устройства, созданные за всю историю человечества, в том числе современную космическую технику. Для этой области характерны малые скорости (≤ 10 км/с, $\epsilon \leq 0,5$ эВ/нуклон) и любые плотности. Величина энергии частиц здесь ограничена особенностями механических, тепловых и химических процессов. В область II входят различного рода ускорители заряженных частиц, вплоть до современных гигантских ускорителей. Для нее характерна малая плотность, ограниченная объемным зарядом, и «неограниченная» энергия частиц, получаемая от электромагнитного поля. Область IV — пока белое пятно, о путях освоения и использования которого можно лишь гадать. Наконец, III — это область плазменных ускорителей и близких к ним плазодинамических систем; для которой характерен очень широкий диапазон плотностей и энергий: $10^{10} \leq n \leq 10^{20}$ см⁻³, $1 \div 10 \text{ e } 10^6 \div 10^7$ эВ/нуклон. Источником энергии служит электромагнитное поле, поэтому величина энергии частиц явно не ограничена, не ограничена объемным зарядом и плотность, поскольку ускоряется квазинейтральная среда — плазма. В подобласть IIIа входят генераторы так называемой низкотемпературной плазмы, основанные на классических (дуговой, высокочастотный) или на новых (электронно-пучковый, лазерный) типах разрядов.

Следует отметить, что отдельные диапазоны параметров области III могут быть достигнуты не только с помощью ПУ, но и другими способами. Тем не менее, методы ПУ, в принципе, наиболее просты и удобны. О богатстве возможностей, скрытых в области III, можно судить хотя бы по тому, что термоядерные системы занимают в ней весьма небольшой участок T.

1.1. Общая характеристика плазменных ускорителей

В лабораторных условиях плазма создается различными устройствами. Примером могут служить дуговые плазмотроны — источники низкотемпературной плазмы, т. е. плазмы с энергией частиц меньше или порядка потенциала ионизации. Сложнее обстоит дело с получением высокотемпературной (точнее, высокоэнергичной) плазмы, представляющей большой интерес для самых различных целей. Среди них можно отметить проблему управляемого термоядерного синтеза, проблему электрореактивных двигателей, задачи вакуумной ионно-плазменной технологии, моделирование астрофизических и ионосферных процессов в лаборатории, активные плазменные эксперименты в космосе и многое другое.

Получение высокоэнергичной плазмы означает не столько ионизацию вещества — это задача получения низкотемпературной плазмы, — сколько сообщение энергии уже созданной «холодной» плазме. В настоящее время реально существуют два

пути получения высокоэнергичной плазмы. Первый из них — это нагрев плазмы до высоких температур в различного рода «котлах», способных удержать плазму в течение нужного времени. Примером таких «котлов» может служить термоядерная магнитная ловушка-токамак. Недостатком метода нагрева в «котле» является необходимость иметь сложные и громоздкие «котлы» и специальные системы генерации и ввода энергии в плазму. Качество «котлов» становится менее критичным, если мы располагаем большой мощностью и можем нагреть плазму быстро; однако при этом существенно более сложной становится энергетика, в частности лазерная. Следует также иметь в виду, что плазма, созданная методом нагрева, достаточно специфична по своим параметрам и поэтому применение ее во многих случаях затруднительно. Так, например, если требуется получить не высокую температуру, а большую направленную скорость (энергию), «котел» надо еще соединять с неким «соплом», переводящим тепловую энергию в кинетическую, что во многих случаях представляет сложную проблему. Но можно идти и совсем по другому пути получения высокоэнергичной плазмы, сообщая частицам сразу большую направленную, а не хаотическую скорость. Так мы приходим к идее ПУ, которые появились в начале 50-х годов, но настоящее развитие получили в последние два десятилетия. Этот метод получения высокоэнергичной плазмы имеет много существенных достоинств. Прежде всего, современные ПУ и необходимое для их работы оборудование просты. ПУ работают на самых различных веществах, начиная от водорода и кончая висмутом; вещество может подаваться в канал ускорителя твердым, жидким и газообразным. С помощью ПУ получены стационарные и квазистационарные потоки мощностью от десятков ватт до десятков миллионов киловатт, энергия ионов измеряется от единиц электронвольт до мегаэлектронвольт и т. д. При этом во многих случаях к. п. д. ПУ приближается к 0,9, а фазовые характеристики ионной компоненты потока начинают приближаться к фазовым характеристикам пучков, создаваемых ионными источниками.

В наше время ПУ находят применение в самых различных областях науки и техники. Это — вакуумная ионно-плазменная технология, электрореактивные двигатели, исследования по УТС, активные эксперименты в космосе и т. д. Процесс внедрения становится все более мощным. Однако, если мы будем говорить о ПУ лишь как о генераторах плазмы, то не отметим еще одной очень важной стороны проблемы. Создание ПУ, очевидно, требует глубоких исследований равновесия и устойчивости плазменных потоков в процессе их взаимодействия с электромагнитными полями разных конфигураций, с электродами и «пассивными» поверхностями. Поэтому, разрабатывая ПУ, мы одновременно развиваем общую плазмодинамику, открывая и

исследуя эффекты, роль которых выходит далеко за рамки ПУ. В частности, исследования в области ПУ привели к идее стабилизации плазменных неустойчивостей обратными связями, указали на огромную роль эффекта Холла и особенности его проявления, привели к открытию новой корпускулярной оптики (плазмооптики), новых типов плазменных термоядерных систем и т. д.

1.2. О предмете обзора

В данном обзоре будут рассмотрены: основы физики стационарных (квазистационарных) высокоэнергичных плазменных потоков (ВЭПП), методы получения таких потоков и способы управления ими, а также — вкратце — некоторые приложения ВЭПП в науке и технике. Под ВЭПП всюду ниже понимаются потоки с кинетической энергией ионов, существенно большей энергии ионизации соответствующих атомов. Реально речь будет идти об энергиях ионов, начиная с нескольких десятков эВ и кончая — в настоящее время — несколькими МэВ. Поток будем считать стационарным (точнее, квазистационарным), если время его существования τ много больше «пролетного» времени τ_0 : $\tau \gg \tau_0 = L/v$. Здесь L — характерный масштаб системы, v — характерная скорость.

В обзор войдут только те вопросы, которые связаны с «лабораторными» плазменными потоками, генерируемыми ПУ. Такое ограничение в отборе материала объясняется, с одной стороны, необъятностью плазменных потоков «вообще», а с другой — большой практической потребностью в описываемых ниже плазменных потоках и связанных с ними системах.

Список встречающихся в тексте сокращений:

ВАХ — вольт-амперная характеристика, ВИПТ — вакуумная ионно-плазменная технология, ВЭПП — высокоэнергичный плазменный поток, ИПУ — импульсный плазменный ускоритель, ИСЗ — искусственный спутник Земли, КА — космический аппарат, КДУ — космическая двигательная установка, КИП — компенсированный ионный пучок, КОС — корпускулярная оптическая система, КПУ — коаксиальный плазменный ускоритель, МПК — магнитоплазменный компрессор, МЭП — магнитоэлектрический плазмод, ПОС — плазмооптическая система, ПП — пристеночная проводимость, ПУ — плазменный ускоритель, СПД — стационарный плазменный двигатель, СПДС — стационарная плазмодинамическая система, ТСУ — торцевой сильноточный ускоритель, ТХУ — торцевой холловский ускоритель, УАС — ускоритель с анодным слоем, УЗДП — ускоритель с замкнутым дрейфом и протяженной зоной ускорения, УТС — управляемый термоядерный синтез, ФРЭ — функция распределения электронов по энергии, ЭРД — электрореактивный двигатель, ЭРДУ — электрореактивная двигательная установка.

2. ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ

Обзор работ по теории стационарных плазодинамических систем (СПДС) приведем в три этапа. Вначале рассмотрим локальные условия, при которых возможна работа ПУ. Затем, считая проводимость плазмы достаточно высокой, выясним динамику электронной компоненты и свойства электростатических полей в плазме в окрестности магнитных силовых линий. В последнем разделе главы будут рассмотрены некоторые классы стационарных плазменных течений, интересные с физической точки зрения и важные для современных СПДС.

2.1. Механизмы ускорения плазмы в плазменных ускорителях

В стационарных ПУ ускоряемая субстанция находится обычно в состоянии почти полностью ионизованной квазинейтральной плазмы, когда $n_e \approx \sum_i Z_i n_i = n$. Говоря об ускорении плазмы, т. е. системы, состоящей из тяжелых ионов и очень легких электронов, мы фактически говорим об ускорении ионов в присутствии электронов, компенсирующих объемный заряд и играющих роль некоего очень легкого облака, в которое погружены ионы [1]. Проблема ускорения плазмы физически существенно сложнее ускорения одиночных частиц или ускорения униполярных потоков в ленгмюровских (пирсовских) диодах с объемным зарядом. Это усложнение связано с четырьмя основными причинами:

1. Ускорение ионов может происходить не только за счет электромагнитных полей, но и за счет столкновений ионов друг с другом и с электронами.

2. В ускоряющем канале находятся частицы двух знаков (по заряду), которые необходимо ускорить: тяжелые ионы и сопутствующие им (компенсирующие объемный заряд ионов) легкие электроны.

3. Электрическое и — во многих случаях — магнитное поле в ПУ задаются не только внешними электродами и токами, но и объемными зарядами и токами в плазменном объеме.

4. В ПУ может возникать большое число различного рода колебаний.

В данном разделе рассмотрим первые две особенности ПУ. Для этого проанализируем уравнения движения «типичных» однополого иона ($Z=1$) и электрона [1, 2].

$$M \frac{dv_i}{dt} = e \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_i \mathbf{B}] \right) + \mathbf{F}_{ii} + \mathbf{F}_{ie}; \quad (1)$$

$$m \frac{dv_e}{dt} = -e \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_e \mathbf{B}] \right) + \mathbf{F}_{ee} + \mathbf{F}_{ei}.$$

В правой части (1) стоят электромагнитные силы и силы, обязанные столкновениям частиц. Для квазимагвелловских распределений ионов и электронов можно положить

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_{ii} &= -\frac{\nabla p_i}{n}; & \mathbf{F}_{ee} &= -\frac{\nabla p_e}{n}; \\ \mathbf{F}_{ie} &= -\mathbf{F}_{ei} = \frac{m(v_e - v_i)}{\tau_{ei}} = -\frac{e\mathbf{j}}{\sigma}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $p_{i,e} = nT_{i,e}$ — парциальные газокINETические давления компонент, $\sigma = ne^2\tau_{ei}/m$ — проводимость плазмы, \mathbf{j} — плотность электрического тока. Рассмотрим сначала динамику ионов. Если исходная температура ионов мала, то для эффективности механизма ускорения ионов силой \mathbf{F}_{ii} требуется быстрое протекание цепочки процессов: джоулев нагрев электронов — передача энергии от электронов к ионам (нагрев ионов) — трансформация тепловой энергии ионов в кинетическую, т. е. требуется, чтобы были выполнены условия.

$$\frac{M}{m} \tau_{ei} < \frac{L}{v_{\max}} = \tau_0; \quad \tau_{ii} < \tau_0, \quad (3)$$

где τ_{ei}, τ_{ii} — характерные времена обмена импульсом при столкновениях электрон—ион и ион—ион, τ_0 — время пролета (см. выше). Ускорение силой \mathbf{F}_{ie} , т. е. за счет «трения» электронов об (более медленные) ионы*, может быть эффективным, если выполнено более легкое условие

$$\frac{M}{m} \tau_{ei} \leq \tau_0. \quad (4)$$

Его величину можно определить по «эффективному» электрическому полю $E_{\text{эф}} = j/\sigma$. Например, при продольной (вдоль направления ускорения) компоненте плотности тока $j_{\parallel} \sim \sim 10^2$ А/см² и $T_e \sim 1$ эВ получим $E_{\text{эф}} \sim 10$ В/см, так что при $L \sim \sim 10$ см иону может быть сообщена энергия ~ 100 эВ. Оба рассмотренных столкновительных механизма ускорения интересны тем, что не требуют создания продольной разности потенциалов, соответствующей энергии ускоренных ионов. Их эффективность падает по мере роста T_e и T_i , т. к. уменьшается кулоновское сечение. Однако этому может препятствовать развитие турбулентных процессов (аномальное сопротивление).

Бесстолкновительная сила Лоренца $\frac{e}{c} [\mathbf{v}_i \mathbf{B}]$ сама по себе не изменяет энергии ионов, поскольку она перпендикулярна их скорости. Наиболее эффективно, т. е. независимо от параметров плазмы, ускорение ионов осуществляется за счет электрического поля ($e\mathbf{E}$). Но для этого, разумеется, требуется само существование электрического поля в объеме плазмы, чему препят-

* Этот механизм называют ускорением «электронным ветром».

ствуует большая подвижность электронов. Рассмотрим уравнение (1) для «типичного» электрона. Запишем

$$\mathbf{E} - \frac{\mathbf{j}}{\sigma} = -\frac{m}{e} \frac{d\mathbf{v}_e}{dt} - \frac{1}{en} \nabla p_e - \frac{1}{c} [\mathbf{v}_e \mathbf{B}]. \quad (5)$$

Видно, что электрическое поле в плазме может поддерживаться тремя механизмами:

1. Направленным или тепловым убеганием электронов

$$\mathbf{E} \approx -\frac{m}{e} \frac{d\mathbf{v}_e}{dt} - \frac{1}{en} \nabla p_e. \quad (6a)$$

2. «Трением» электронов об ионы

$$\mathbf{E} \approx \frac{\mathbf{j}}{\sigma}. \quad (6б)$$

3. Магнитным («лоренцевым») удержанием электронов

$$\mathbf{E} \approx -\frac{1}{c} [\mathbf{v}_e \mathbf{B}]. \quad (6в)$$

Сложив почленно уравнение (1) при условии (2), получим известное уравнение Эйлера (при $m \rightarrow 0$)

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla p + \frac{1}{c} [\mathbf{j} \mathbf{B}]; \quad p = p_i + p_e; \quad \rho = Mn; \quad \mathbf{v} = \mathbf{v}_i, \quad (7)$$

где \mathbf{v} — макроскопическая скорость плазмы (ионов). Таким образом, тепловое ускорение ионов (сила ∇p_i) и укорение бозьммановским электрическим полем в сумме эквивалентно «тепловому» ускорению под действием градиента суммарного давления. Ускорение под действием лоренцева электрического поля и «электронного ветра» (сила F_{ie}) суммарно описывается амперовой силой.

2.2. Динамика электронов и электростатическое поле* в плазме

Выше было показано, что наиболее универсальным механизмом ускорения ионов в стационарных условиях является E -поле. Но оно — самосогласованное, т. е. обязано как внешним электродам, так и разделению зарядов в плазменном объеме. Казалось бы, в этих условиях трудно что-либо сказать об общих свойствах E -поля в СПДС, но это не так. При достаточно слабых ограничениях из уравнений электронной компоненты можно получить интегральные соотношения, которые очень наглядны и обладают большой общностью. В дальнейшем будем использовать для описания динамики электронов либо кинетическую

* Его мы будем называть ниже E -полем.

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) f_e - \frac{e}{m} \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{vB}] \right) \frac{\partial f_e}{\partial \mathbf{v}} = St, \quad (8)$$

либо гидродинамическую модель для полностью ионизованной плазмы

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div } n_e \mathbf{v}_e = q_e, \quad (9)$$

$$m n_e \frac{d\mathbf{v}_e}{dt} = -\nabla p_e - e n_e \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_e \mathbf{B}] \right) + \frac{m n_e (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e)}{\tau_{ei}}. \quad (9a)$$

$$m n_e \frac{dS_e}{dt} = \sum_k Q_{ek}. \quad (9б)$$

Здесь q_e — плотность рождения электронов, Q_{ek} — источники тепла для электронной компоненты.

2.2.1. Объемные и пристеночные E -поля

Для каждого из названных выше механизмов поддержания E -поля есть свои минимальные пространственные масштабы, но во всех трех случаях E -поле может существовать в объемах практически неограниченных размеров. В случае (6а) можно различать, как показывает анализ малых возмущений однородной плазмы, ленгмюровские возмущения с законом дисперсии $\omega^2 = \omega_{0e}^2 + k^2 c_{Te}^2$ и ионно-звуковые возмущения, $\omega^2 = k^2 c_s^2$; $c_s^2 = c_{Ti}^2 + (m/M) c_{Te}^2$. Ленгмюровские возмущения в статическом случае вырождаются в дебаевские слои толщиной $D = c_{Te}/\omega_{0e}$. В этих слоях нарушается квазинейтральность. В то же время ионно-звуковые возмущения при $\omega \rightarrow 0$ имеют неограниченно растущие размеры и квазинейтральны. Совершенно аналогично, при рассмотрении малых возмущений, соответствующих «магнитному» поддержанию E -поля (6в), получим, с одной стороны, при $\omega \rightarrow 0$, возмущения порядка электронного ларморовского радиуса Λ_e , а, с другой — быстрые магнитозвуковые волны практически любых размеров. И те и другие возмущения квазинейтральны, если $D \ll \Lambda_e$. Подобную ситуацию имеем и для столкновительного режима.

Возможность получения в объеме плазмы сильных E -полей впервые была, по-видимому, предсказана Таунсендом в начале нашего века. Он показал, что поперек магнитного поля проводимость становится равной

$$\sigma_{\perp} = \frac{\sigma_0}{1 + (\omega_e \tau_e)^2}, \quad \omega_e = \frac{eB}{mc}. \quad (10)$$

Попытки получить большие E -поля в объеме плазмы путем наложения магнитного поля оказывались в течение длительного времени безрезультатными. Примером могут служить работы Д. Бома, открывшего «бомовскую диффузию» и «закрывшего»,

как казалось, объемные E -поля. Поэтому до конца 60-х годов среди специалистов по газовому разряду бытовало мнение, что в объеме плазмы могут быть только поля «теплого» масштаба (6а) $E \sim T_e/eL$, где L — характерный масштаб системы. Поскольку в те времена величина T_e была на уровне единиц эВ, считалось, что в объеме плазмы вообще больших E -полей быть не может; они допускались только вблизи стенок и электродов, на масштабах порядка дебаевского. Крупным шагом вперед было доказательство в конце 50-х годов возможности создания больших перепадов потенциала в пределах электронного ларморовского радиуса [3]. Возможность создания надтепловых электростатических полей в больших объемах была показана в начале 60-х годов при исследовании ПУ (см. разд. 3).

Тепловые E -поля устойчивы в том смысле, что они сохраняются до тех пор, пока не исчезнут градиенты плотности или не остынут электроны. Совсем иная ситуация в случае лоренцевых полей. Их подстерегает ряд «опасностей», связанных со срывом электронов с «предписанных» магнитных силовых линий. Простейшая из них связана с парными столкновениями в объеме, а более завуалированная — с рассеянием электронов на стенках, пересекающих магнитные силовые линии. Это рассеяние порождает так называемую пристеночную проводимость. Другую группу факторов, увеличивающих подвижность замагниченных электронов, образуют аномальные механизмы проводимости, обязанные воздействию на электроны полей различного рода плазменных колебаний. Здесь следует различать два крайних случая возмущений: низко- и высокочастотные. В низкочастотном приближении они описываются «усеченным» уравнением Эйлера (96); его обычно называют «обобщенным законом Ома»:

$$\mathbf{E} + \frac{1}{en} \nabla p_e + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_e \mathbf{B}] - \frac{\mathbf{j}}{\sigma} = 0. \quad (11)$$

Взаимодействие электронов с высокочастотными волнами ($\omega \gg \omega_e$) аналогично рассеянию при столкновениях. Начнем с анализа уравнения (11).

2.2.2. Закон Ома для идеально проводящей плазмы и его интегралы

Закон Ома формально соответствует медленному движению электронов (электронное число Маха $M_e = v_e/c_{Te} \ll 1$). В результате эта компонента оказывается в квазистатическом состоянии. Если к тому же учесть, что в большинстве СПДС проводимость в первом приближении можно считать идеальной ($\sigma \rightarrow \infty$), легко получить ряд интегральных соотношений, которые позволяют эффективно анализировать и конструировать объемные электростатические поля в плазме.

Возьмем за основу бездиссипативный закон Ома

$$\mathbf{E} + \frac{1}{en} \nabla p_e + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_e \mathbf{B}] = 0. \quad (12)$$

Ограничимся рассмотрением стационарных (квазистационарных) течений, когда $\mathbf{E} = -\nabla\Phi$. Поскольку вдоль магнитной силовой линии электроны двигаются весьма свободно, можно считать, что электронная температура T_e постоянна на силовой линии и является функцией только «номера» γ этой линии, т. е. $T_e = T_e(\gamma)$. Система уравнений (12) очень богата, поскольку она включает всю классическую теорию равновесных МГД-конфигураций. Действительно, если плазма однородна и обладает бесконечной проводимостью, а скорость ионов равна нулю, то закон Ома (12) может быть записан в виде [4]

$$0 = -\nabla P + \frac{1}{c} [\mathbf{j} \mathbf{B}], \quad (13)$$

где $P = nT_e - en\Phi$, $\mathbf{j} = -en\mathbf{v}_e$.

Уравнение (13) замечательно тем, что оно полностью аналогично уравнению равновесия в магнитной гидродинамике. Однако в случае электронных конфигураций P может быть как положительной, так и отрицательной величиной, тогда как в плазменном случае P неотрицательно. Поэтому, если для существования плазменной конфигурации необходимо наличие внешних поддерживающих факторов, то электронные конфигурации могут существовать в однородной среде.

2.2.2.1. Понятие «термализованного потенциала»

Взяв проекцию уравнения (12) на направление магнитного поля, получим

$$\frac{T_e(\gamma)}{en} \frac{\partial n}{\partial l} - e \frac{\partial \Phi}{\partial l} = 0. \quad (14)$$

Производная берется вдоль магнитной силовой линии. Интегрируя (14) по l , находим закон сохранения

$$\Phi - \frac{T_e(\gamma)}{e} \ln \frac{n}{n_0} = \Phi^*(\gamma), \quad (15)$$

где n_0 — произвольная постоянная, а $\Phi^*(\gamma)$ — величина, постоянная вдоль магнитной силовой линии, которую будем называть «термализованным потенциалом». Очевидно, соотношение означает не что иное, как наличие бoльцмановского распределения электронов вдоль силовой линии:

$$n = n_1(\gamma) \exp\left(\frac{e\Phi}{T_e}\right); \quad n_1(\gamma) = n_0 \exp\left(-\frac{e\Phi^*}{T_e}\right). \quad (16)$$

В случае, когда магнитное поле отсутствует, можно положить $\Phi^*(\gamma) = 0$. В частности, соотношение (16) широко ис-

пользуется при анализе динамики редкой плазмы, когда ионы описываются кинетически. Большой класс задач такого типа рассмотрен А. В. Гуревичем и Л. П. Питаевским [5]. В общем случае видно, что если $T_e = \text{const}$ во всем объеме, то термализованный потенциал постоянен на магнитных поверхностях, вдоль которых происходит дрейф, причем скорость дрейфа $u = c|\nabla\Phi^*|/B$. В случае холодной плазмы, когда $|T_e \nabla n / en| \ll \ll |\nabla\Phi|$, термализованный и обычный электростатический потенциалы совпадают при достаточно плавном распределении плотности в системе

$$\Phi \approx \Phi^*(\gamma). \quad (17)$$

Это явление будем называть «эквипотенциализацией» магнитных силовых линий.

Выражение (15) описывает изменение электрического потенциала только вдоль силовой линии. Зависимость Φ^* от γ остается неопределенной. В принципе можно рассматривать две схемы фиксации потенциала. Первая из них связана с диссипативными процессами в канале, благодаря которым электронный поток пронизывает весь интересующий нас плазменный объем. Вторая схема фиксации осуществляется при помощи специальных, вообще говоря, эмиттирующих электродов. Этот способ эффективен, если процессы в плазменном объеме не при-

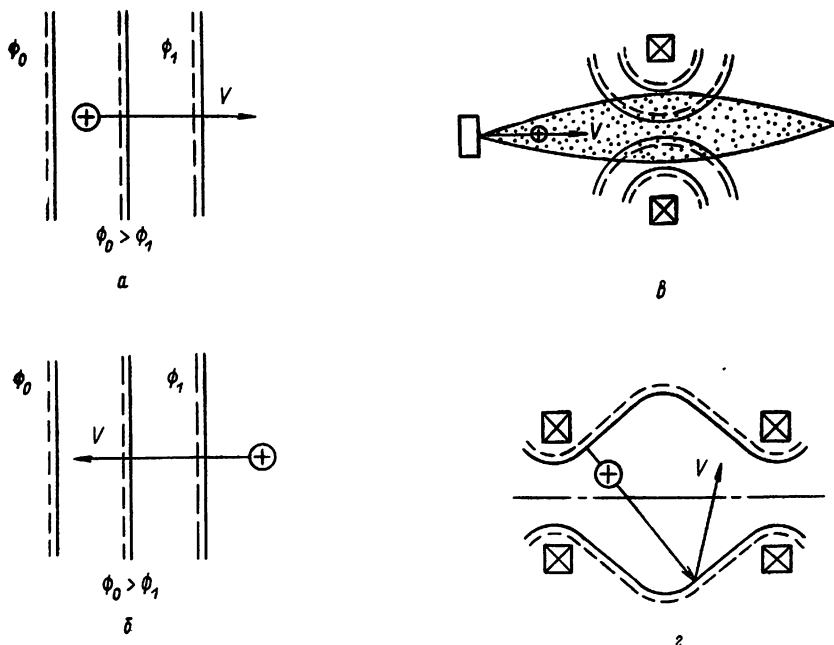


Рис. 2. Типы магнитоэлектрических систем:

а) принцип плазменного ускорителя; б) принцип рекуператора энергии ионов; в) принцип плазмооптических систем; г) принцип магнитоэлектрической ловушки. Сплошные линии — магнитные силовые линии, пунктирные линии — эквипотенциалы

водят к аномально большой («турбулентной») проводимости. Тогда скачок потенциала $\delta\Phi$ вблизи электрода оказывается порядка T_e/e . Поэтому в тех случаях, когда разность потенциалов в плазменном объеме много больше T_e/e , фиксация с помощью специальных электродов оказывается реальной.

Рассмотрим вкратце возможности, связанные с эквипотенциализацией магнитных силовых линий, полагая $\Phi = \Phi(\gamma)$. Тогда, выбирая магнитные поля различной конфигурации, можно создавать в плазме надтепловые потенциальные рельефы различной формы, а тем самым и «магнитоэлектрические» приборы самого общего назначения. На рис. 2 схематично изображены основные типы этих приборов. К системам, изображенным на рис. 2а, относятся ускорители с азимутальным дрейфом. Можно также отобрать энергию от энергичных квазинейтральных потоков ионов. Тормозящие системы называют рекуператорами (рис. 2б). На рис. 2в изображена магнитоэлектрическая плазменная линза — простейшее устройство новой корпускулярной оптики (плазмооптики). В настоящее время имеются и плазменные ловушки (рис. 2г), представляющие интерес для УТС [1].

2.2.2.2. Понятие «автономности» электронной компоненты

Дрейф электронов в лоренцевых системах принципиален. Поэтому при разработке конкретных стационарных плазмодинамических устройств одним из первых является вопрос об организации динамики электронной компоненты. Она может быть «автономной», «квазиавтономной» и «неавтономной». В первом случае электроны, будучи однажды созданы, продолжают непрерывно крутиться в некоторой тороидальной области, не сталкиваясь, в идеале, со стенками, ограничивающими объем. Такие системы обычно называют системами с замкнутым дрейфом. Во втором случае имеются два электрода: эмиттер и приемник электронов, между которыми электроны при своем движении не взаимодействуют со стенками. Наконец, в третьем, плазма «на всем пути» непрерывно обменивается электронами со стенками. Безусловно, такая классификация без оговорок применима только в идеале; однако как первое приближение она весьма эффективна.

В системах с внешними магнитными полями, о которых говорилось выше, желательно работать в режимах с автономной компонентой. Однако это можно сделать не всегда. Действительно, если все магнитные силовые линии пересекают стенки объема, занятого плазмой, то с помощью фиксаторов можно, в принципе, реализовать практически любое распределение $\Phi^*(\gamma)$. Однако возникает вопрос о «плате», необходимой для осуществления того или иного потенциального рельефа в плаз-

менной системе с заданными $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ и $n(\mathbf{r})$ и, в частности, вопрос о «естественных» распределениях потенциала, при которых электронная компонента автономна, т. е. с точностью до малых диссипативных потерь потенциальный рельеф поддерживается сам собой. В данном пункте нас будет интересовать равновесие рассматриваемых систем, а не их устойчивость. Вопросы устойчивости пока в сколько-нибудь общем виде не изучены.

Исследование вопроса о «естественных» и «неестественных» стационарных распределениях потенциала было выполнено в [6, 7] на основе следующей системы уравнений для электронной компоненты

$$\operatorname{div} n \mathbf{v}_e = 0; \quad \mathbf{E} + \frac{1}{en} \nabla p_e + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_e \mathbf{B}] = 0, \quad \mathbf{E} = -\nabla \Phi; \quad (18)$$

$$c_v [n (\mathbf{v}_e \nabla) T_e - T_e (\gamma_a - 1) (\mathbf{v}_e \nabla) n] = \operatorname{div} \overset{\leftrightarrow}{\kappa} \nabla T_e.$$

Здесь $\overset{\leftrightarrow}{\kappa}$ — тензор теплопроводности, c_v — теплоемкость, отнесенная к одному электрону, γ_a — показатель адиабаты. Теплопроводность вдоль магнитных силовых линий считалась сколь угодно большой, тогда как поперек магнитного поля — пренебрежимо малой: $\kappa_{\parallel} \rightarrow \infty$, $\kappa_{\perp} \rightarrow 0$. В (18) считаются заданными n и \mathbf{B} , а искомыми — Φ , T_e , \mathbf{v}_e . В ортогональной системе координат, одна из которых (x_3) отсчитывается вдоль магнитных силовых линий, инварианты T_e и Φ^* записываются в виде

$$T_e = T_e(x_1, x_2); \quad (19)$$

$$\Phi^*(x_1, x_2) = \Phi(x_1, x_2, x_3) - \frac{T_e(x_1, x_2)}{e} \ln \frac{n(x_1, x_2, x_3)}{n_0}.$$

Поскольку не только в «начале», но и в «конце» магнитной силовой линии скорость обращается в нуль, из (18) следует

$$\frac{D(\Phi^*, W)}{D(x_1, x_2)} + \frac{1}{e} \frac{D(T_e, \Lambda)}{D(x_1, x_2)} = 0;$$

$$W = \int_{x_3(0)}^{x_3(\infty)} \frac{n dl}{B}; \quad \Lambda = \int_{x_3(0)}^{x_3(\infty)} n L \frac{dl}{B}; \quad L = \ln \frac{n}{n_0 e_N}. \quad (20)$$

Здесь e_N — основание натуральных логарифмов, $x_3(0)$, $x_3(\infty)$ — координаты концов магнитной силовой линии, погруженных в плазму, $dl = h_3 dx_3$ — элемент длины магнитной силовой линии. Величину W будем называть «нагруженностью» силовой линии или «обобщенным параметром в замороженности». Используя уравнение энергии в (18), можно получить второе уравнение, связывающее Φ^* и T_e [6]

$$W \frac{D(\Phi^*, T_e)}{D(x_1, x_2)} = (\gamma_a - 1) T_e \left\{ \frac{\partial \Phi^*}{\partial x_1} Q\left(\frac{\omega, n}{x_3, x_2}\right) + \frac{\partial \Phi^*}{\partial x_2} Q\left(\frac{\omega, n}{x_1, x_3}\right) + \frac{\partial T_e}{\partial x_1} Q\left(\frac{\lambda, n}{x_3, x_2}\right) + \frac{\partial T_e}{\partial x_2} Q\left(\frac{\lambda, n}{x_1, x_3}\right) \right\}. \quad (21)$$

Здесь введены обозначения

$$\omega(x_3) = \int_{x_3(0)}^{x_3} \frac{nh_3 dx_3}{B}; \quad \lambda(x_3) = \int_{x_3(0)}^{x_3} \frac{nh_3 L dx_3}{B};$$

$$Q\left(\frac{\alpha, \beta}{\eta, \xi}\right) = \int_{x_3(0)}^{x_3(\infty)} \frac{dx_3}{n} \frac{D(\alpha, \beta)}{D(\eta, \xi)}.$$

Уравнения (20), (21) решают задачу о нахождении связи T_e и Φ^* в объеме с заданными распределениями B и n для случая идеальной автономной электронной компоненты. Видно, что если $T_e \rightarrow 0$ или $T_e = \text{const}$, то эквипотенциальные поверхности совпадают с поверхностями постоянной «нагруженности» $W = \text{const}$, т. е.

$$\Phi^* = \Phi^*(W); \quad W = W(\gamma). \quad (22)$$

Формула (22) уточняет полученные ранее условия эквипотенциальности магнитных силовых линий. Если система обладает осевой симметрией, то $W = W(x_1)$, т. е. не зависит от x_2 и (20) удовлетворяется тождественно зависимостями $T_e = T_e(x_1)$; $\Phi^* = \Phi^*(x_1)$. Ортогональной координатой x_1 может быть функция магнитного потока. Таким образом, в данном случае электронная компонента будет автономной только при осесимметричных эквипотенциалах. Понятие «нагруженности» обобщает параметр вмороженности для плазмы, движущейся в поперечном магнитном поле $n/B = \text{const}$, а также формулу для «удельного объема магнитной трубки», известную из теории равновесия плазменных конфигураций [8]

$$V = \int \frac{dl}{B}. \quad (23)$$

Если электронная компонента неавтономна, то выражение для тока электронов с поверхности фиксатора в плазменный объем и обратно приведено в [7].

2.2.3. Закон Ома при конечной проводимости

Модель динамики электронной компоненты в виде закона Ома с идеальной проводимостью удобна при качественном анализе структуры E -поля и дрейфовых токов. В этой модели дрейф электронов происходит перпендикулярно E -полю и поэтому вообще ничего нельзя сказать об электронном токе j_{eE} вдоль E в условиях реальной СПДС. Для оценки j_{eE} надо явно учесть конечное сопротивление. В ряде случаев оценку j_{eE} можно получить, если взять закон Ома в виде (11), но при высокой проводимости описание сопротивления с помощью члена j/σ пригодно, как правило, только для грубых оценок, поскольку реальное сопротивление плазмы начинает определяться пристеночной проводимостью, шумами, столкновениями с

нейтралами. Учет конечной проводимости резко усложняет исследование поведения электронной компоненты: теряет свою строгость понятие термализованного потенциала, становится несправедливым уравнение равновесных электронных конфигураций и т. д. В известном смысле, весь анализ приходится начинать сначала. Вместо (11) получаем, направив ось z вдоль магнитного поля,

$$\mathbf{j} = \vec{\Omega} \mathbf{E}^*, \quad \mathbf{E}^* = \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \mathbf{B}] + \frac{\nabla p_e}{en};$$

$$\vec{\Omega} = \frac{\sigma}{1 + (\omega_e \tau_e)^2} \begin{pmatrix} 1 & -\omega_e \tau_e & 0 \\ \omega_e \tau_e & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (24)$$

Здесь $\omega_e \tau_e = \sigma B / enc$ — так называемый параметр Холла. Если $\omega_e \tau_e \rightarrow \infty$, а $E^* \perp B$, то электронная компонента начинает дрейфовать перпендикулярно E^* со скоростью $u = cE^*/B$. Рассмотрим два примера, иллюстрирующих роль эффекта Холла:

Течение несжимаемой плазмы между эквипотенциальными электродами. Будем считать течение плоским, внешнее магнитное поле B — однородным и перпендикулярным скорости v , индуцированное магнитное поле — пренебрежимо малым, а проводимость плазмы — постоянной. Если плазма течет с постоянной скоростью между параллельными пластинами на расстоянии h , имеем [9] уравнение для потенциала Φ

$$\Delta \Phi = 0. \quad (25)$$

Пусть сначала стенками канала являются эквипотенциальные электроды; между пластинами имеется однородное E -поле, направленное вдоль оси y , ток будет иметь компоненты

$$j_y = \sigma \frac{E - (v/c) B}{1 + (\omega_e \tau_e)^2}; \quad j_x = -(\omega_e \tau_e) j_y.$$

При $\omega_e \tau_e \rightarrow \infty$ величина $j_y \rightarrow 0$, а $j_x \rightarrow (enc/B) [E - (v/c) B]$, где v — скорость ионов. Наличие двух компонент тока приводит к тому, что, наряду с ускорением, плазма прижимается к катоду под действием y -компоненты амперовой силы, что ухудшает характеристики ускорителя. Если, сохранив геометрию канала, сделать его стенки диэлектрическими всюду, кроме центральной части, то при прежних условиях получим, в зависимости от величины $\omega_e \tau_e$, картины токов, изображенные на рис. 3.

Течение тока в гофрированном проводнике при $\omega_e \tau_e \neq 0$. Эффект Холла приводит к весьма неожиданным последствиям при, казалось бы, малом изменении параметров системы. В качестве примера рассмотрим простейшую задачу о течении электрического тока по однородному гофрированному осесимметричному проводнику с сильным эффектом Холла. В этом случае магнитное поле имеет только азимутальную компоненту, и (11) сво-

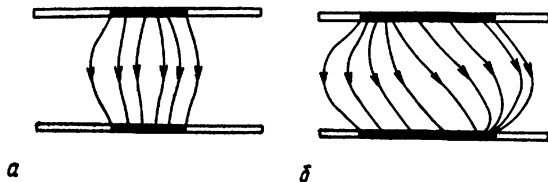


Рис. 3. Линии электрического тока между двумя конечными электродами в канале бесконечной длины с изолирующими стенками:
 а) без эффекта Холла; б) с эффектом Холла

дится к одному скалярному уравнению [4]

$$\frac{c^2}{4\pi} \left(\frac{\partial^2 J}{\partial z^2} + r \frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial J}{\partial r} \right) = \frac{\partial J}{\partial t} - \frac{1}{enr^2} \frac{\partial J^2}{\partial z^2}, \quad (26)$$

где $J = \frac{crBe\theta}{4\pi}$. Замечательной особенностью (26) по сравнению с (25) является наличие нелинейного холловского члена. Если бы эффект Холла отсутствовал, то распределение потенциала подчинялось бы уравнению Лапласа и, в соответствии с ним, ток заходил бы в выступы гофра тем сильнее, чем больше отношение длины гофра к его высоте. При наличии эффекта Холла и $\sigma \rightarrow \infty$, $\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow 0$ справедливо (26), которое, как известно, [8] приводит при наличии одного азимутального поля к выводу, что линии электрического тока должны иметь вид прямых, параллельных оси z . Это означает, что ток при больших $\omega_e \tau_e$ не должен заходить в гофры. Для того чтобы исследовать эволюцию картины линий тока при изменении $\omega_e \tau_e$ в работе [10], был произведен численный расчет уравнения (26) при разных значениях $\omega_e \tau_e$, который хорошо подтвердил этот вывод (рис. 4)

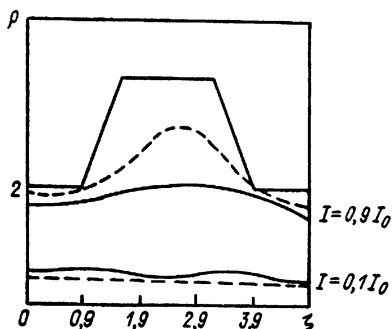


Рис. 4. Линии электрического тока $I = \text{const}$ в гофрированном осесимметричном проводнике:
 сплошные линии соответствуют параметру Холла, в пять раз большему его значения для пунктирных линий

2.2.4. Динамика электронной компоненты в кинетическом приближении

2.2.4.1. Пристеночная проводимость (ПП)

В случае, когда магнитные силовые линии пересекают стенки канала, электроны, двигаясь вдоль этих линий, могут рассеиваться на стенке*. Это рассеяние играет существенную роль при условии, что длина свободного пробега электрона становится больше ширины канала, а дебаевский скачок позволяет достигнуть стенки заметной части электронов. Если электрическое поле имеет составляющую, параллельную стенке, то при столкновении со стенкой как с «большой молекулой» происходит «срыв» дрейфа, в результате чего электрон смещается вдоль E -поля на величину порядка высоты циклоиды в скрещенных полях [11].

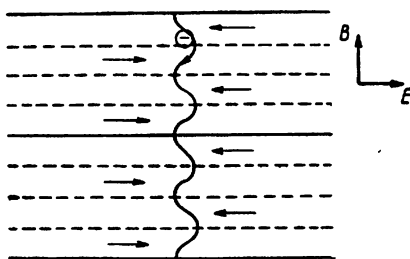


Рис. 5. Токовые слои в идеализированной модели рассеяния электронов стенкой и проекция траектории движения электрона, отраженного стенкой

Особенности явлений, приводящих к ПП, могут быть пояснены на простой модели, изображенной на рис. 5. Пусть поверхность стенки плоская ($y=0$), магнитное поле однородно и направлено перпендикулярно стенке, а электрическое поле параллельно стенке и направлено вдоль оси x . Предположим, для простоты, что электроны, упав на стенку, полностью теряют скорость. Возвращаясь в объем канала, они разгоняются в тонком (считаем его много тоньше ларморовского радиуса) дебаевском слое и приобретают скорость, равную $\sqrt{2eU_D/m} = v_{0y}$. Пройдя слой, электрон под действием указанных однородных полей начинает выписывать вдоль z и x циклоиду, смещаясь со скоростью v_{0y} вдоль магнитного поля.

В рассматриваемом идеальном случае моноскоростных

* Рассеяния, и притом более частые, могут происходить и в случае магнитного поля параллельного стенке, однако в этих столкновениях участвуют лишь «пристеночные» электроны.

электронов объем канала разбивается на систему плоскопараллельных слоев с чередующимся направлением движения электронов. При этом толщина каждого слоя $h = \pi v_{0y} / \omega_e$.

Если в канале укладывается целое число слоев, то в зависимости от того, будет это число четное или нечетное, переносимый ток будет равен нулю либо

$$I_{\max} = en \int_0^h v_x dy = 2v_{0y} \frac{nmc^2 E}{B^2} \sim n \frac{E}{B^2}. \quad (27)$$

Появление осциллирующей в пространстве структуры токов является характерной чертой ПП. Из ф-лы (27) видно, что ток, текущий в слое, пропорционален B^{-2} , т. е. зависимость проводимости от магнитного поля носит классический характер. Разумеется, в реальных условиях, отражаясь от стенки, электрон не теряет полностью своей скорости и поэтому отраженный поток электронов не является моноскоростным. В результате в объеме оказываются четко выраженными только 2—3 слоя вблизи стенки, а остальные более или менее затухают при удалении от нее.

В [11] рассмотрена количественная теория процесса для однородных полей, когда дебаевским скачком пренебрегается, а функция распределения рассеянных электронов непосредственно у поверхности стенки считается максвелловской. Суммарный ток i , протекающий в слое протяженностью 1 см вдоль оси z , оказывается равным

$$|i| = \frac{en_+}{\sqrt{\pi}} c \frac{E}{B} \Lambda_e, \quad \Lambda_e = \frac{cT_e}{\omega_e}, \quad c_{T_e}^2 \sim \frac{T_+}{m}. \quad (28)$$

Здесь n_+ — плотность рассеянных электронов, а T_+ — их температура. Как и следовало ожидать, ток оказывается сосредоточенным в слое $\sim \Lambda_e$. Экспериментально ПП обнаружена в [12].

Очевидно, механизм переноса электронов в канале за счет рассеяния на стенках есть не что иное, как своеобразный аналог кнудсеновского течения газа в трубах. Однако между пристеночной проводимостью и кнудсеновским течением газа есть существенные различия. В частности, при кнудсеновском течении каждая частица раньше или позже сталкивается со стенками, тогда как в плазменном канале существенная часть электронов может, вообще, не достигать стенок, поскольку, двигаясь по направлению к стенке, они могут тормозиться как магнитными полями (например, за счет «пробочного эффекта»), так и электрическими полями, например дебаевскими скачками. В результате электроны плазменного объема естественным образом разбиваются на «запертые» и «незапертые». В явлении ПП участвуют только незапертые электроны, что создает предпосылки для формирования в каналах УЗДП двугорбых функций распределения электронов [13] (см. п. 3.1.4).

Если пренебречь столкновениями в объеме, то для незапертых частиц легко написать уравнение для функции распределения. Оно имеет вид:

$$f^-(x, v) = \hat{K} \hat{S} f^-(x', v). \quad (29)$$

Здесь $f^-(x, v)$ — функция распределения незапертых частиц, падающих на стенку в точку x , \hat{S} — оператор рассеяния, переводящий функцию распределения f^- падающих электронов в функцию распределения f^+ рассеянных частиц: $f^+ = \hat{S} f^-$, \hat{K} — оператор переноса частиц от точки поверхности x' в точку поверхности x . При известных E - и B -полях он определяется путем решения уравнения Власова. Подробнее об уравнении (29) и методах его решения см. [15]*.

2.2.4.2. Изодрейфовые режимы

В данном пункте будут рассмотрены осесимметричные стационарные системы с полоидальным магнитным и электрическим полями, в которых дрейф замкнут. Будем предполагать также, что плазма редкая и в первом приближении столкновениями можно пренебречь.

В работах [16, 17] было обращено внимание на то, что при этом возникает сложная проблема описания функции распределения электронов. Дело в том, что в СПДС с редкой плазмой функция распределения электронов, как правило, далека от максвелловской; в то же время ее конкретный вид имеет важное значение для функционирования устройств.

В стационарных осесимметричных системах функция распределения априори зависит от 5 аргументов: $f_e = f_e(r, z, v_r, v_\theta, v_z)$.

Такую функцию не только трудно определить экспериментально, но трудно даже записать полученные результаты. Однако, если столкновения редки и уровень шумов мал, f_e должна удовлетворять уравнению Власова, и в таком случае ее можно представить в виде:

$$f_e = f_e(\varepsilon, \mathcal{P}, Y_3, Y_4), \quad (30)$$

где аргументами f_e являются интегралы уравнений движения

$$\frac{dr}{v_r} = \frac{dz}{v_z} = \frac{mdv_r}{F_r} = \frac{mdv_\theta}{F_\theta} = \frac{mdv_z}{F_z}.$$

Здесь

$$\mathbf{F} = -e \left(-\nabla\Phi + \frac{1}{c} [\mathbf{v}\mathbf{B}] \right).$$

* ПП имеет свой аналог в охлажденных до гелиевых температур металлах, находящихся во внешнем магнитном поле в виде т. наз. «статического скинэффекта» [14].

Полная энергия частицы и ее обобщенный момент количества движения обозначены буквами ε и \mathcal{P} :

$$\varepsilon = \frac{mv^2}{2} - e\Phi, \quad \mathcal{P} = mrv_0 - \frac{e}{c} \psi, \quad \psi = rA_0.$$

Если частицы достаточно долго живут в системе («запертые частицы») и забывают свои начальные условия, то функциям распределения является функцией только двух аргументов

$$f_e = f_e(\varepsilon, \mathcal{P}). \quad (31)$$

В то же время частицы, недавно попавшие в систему (например, рассеянные на стенке), имеют функцию распределения от большего числа аргументов.

Исследования УЗДП и плазменных линз показали, что в первом приближении электронная компонента в этих системах вращается как твердое тело. Эти наблюдения сделали актуальным исследование в общем виде таких «изодрейфовых режимов» [17]. Возникновение этих режимов может быть объяснено на основе аналогии с плазменными системами без магнитного поля. Если время жизни электрона в системе без магнитного поля τ , причем $\tau \gg \tau_{\text{из}}$, где $\tau_{\text{из}}$ — время изотропизации скорости частиц за счет столкновений, колебаний, особенностей динамики частиц (как, например, в антипробкотроне), то функция распределения электронов будет, очевидно, зависеть, в первом приближении, только от ε :

$$f_e = f_e(\varepsilon). \quad (32)$$

Если теперь только что рассмотренную плазменную систему поместить в магнитное поле, то оно будет способствовать изотропизации компоненты скорости v_{\perp} . Тогда для того чтобы прийти к (32), необходимо обеспечить перемешивание v_{\parallel} и v_{\perp} . Включение электрического поля приводит к тому, что вся система начинает вращаться с дрейфовой скоростью. Если перейти во вращающуюся систему координат, то электрическое поле исчезнет и мы приходим к распределению типа $f_e = f_e(\varepsilon)$, где ε отличается от ε наличием «центробежной» энергии $m\omega^2 r^2/4$. Если перейти из вращающейся системы координат в неподвижную, то распределение примет вид:

$$\tilde{f}_e = f_e(\varepsilon - \omega\mathcal{P}). \quad (33)$$

Естественным обобщением рассмотренного изодрейфового режима является «локально-изодрейфовый» режим, при котором $\omega = \omega(\psi)$. В [17] показано, что для локально-изодрейфовых режимов можно ввести обобщение термализованного потенциала в виде:

$$\Phi^* = \int \omega(\psi) d\psi, \quad (34)$$

и при этом скорость дрейфа $u = cd\Phi^*/d\psi$. Подробнее теорию изодрейфовых режимов см. в [17].

2.3. Общие свойства стационарных плазменных течений

Познакомившись с особенностями электростатических полей в плазме, перейдем к рассмотрению самосогласованной картины плазменных, т. е. квазинейтральных, ион-электронных потоков.

2.3.1. Исходные уравнения

В настоящее время подробно изучаются три модели плазменных потоков:

кинетическая модель

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla f_\alpha + \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \mathbf{B}] \right) \frac{\partial f_\alpha}{\partial \mathbf{v}} &= \sum_\beta St_{\alpha/\beta}; \\ \operatorname{div} \mathbf{E} &= 4\pi \sum_\alpha e_\alpha \int f_\alpha d\mathbf{v}; \quad \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}; \\ \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0; \quad \operatorname{rot} \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \sum_\alpha e_\alpha \int \mathbf{v} f_\alpha d\mathbf{v}. \end{aligned} \quad (35)$$

Справа в кинетических уравнениях стоит сумма интегралов парных столкновений частиц, которые включают в себя также процессы ионизации электронным ударом; диссипативные двух- и трехжидкостные МГД-модели

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \operatorname{div} n_\alpha \mathbf{v}_\alpha &= \sum_\beta q_{\alpha/\beta}; \\ m_\alpha n_\alpha \frac{d\mathbf{v}_\alpha}{dt} &= -\nabla p_\alpha + e_\alpha n_\alpha \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_\alpha \mathbf{B}] \right) + \\ &+ \sum_\beta m_\alpha (\mathbf{v}_\beta - \mathbf{v}_\alpha) q_{\alpha/\beta} + \sum_\beta a_{\alpha/\beta} (\mathbf{v}_\beta - \mathbf{v}_\alpha); \\ m_\alpha n_\alpha T_\alpha \frac{ds_\alpha}{dt} &= Q_\alpha + \sum_\beta Q_{\alpha/\beta}; \\ \operatorname{rot} \mathbf{B} &= \frac{4\pi}{c} \sum_\alpha e_\alpha n_\alpha \mathbf{v}_\alpha; \quad \operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi \sum_\alpha e_\alpha n_\alpha; \\ \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0; \quad \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}. \end{aligned} \quad (36)$$

Здесь $q_{\alpha/\beta}$ — интенсивность рождения частиц сорта α за счет частиц β , $a_{\alpha/\beta}$ — коэффициент «трения» частиц α о частицы β , Q_α — количество тепла, получаемого частицами сорта α без передачи от частиц β , $Q_{\alpha/\beta}$ — количество тепла, получаемого частицами α от частиц β ;

бездиссипативная стационарная двухжидкостная МГД-модель, которая получается из (36) отбрасыванием диссипативных членов и обычно еще больше упрощается путем использования условия квазинейтральности $n_i \approx n_e = n$ и пренебрежением инер-

цией электронов. Следует иметь в виду, что бездиссипативная и двухжидкостная модели неустойчивы по отношению к сильной неустойчивости (Брушлинский, Морозов [18]) и поэтому она непригодна для численных расчетов. Тем не менее, большинство проводимых ниже аналитических результатов будет получено именно с помощью бездиссипативной двухжидкостной модели.

Диссипативная гидродинамическая модель (36), включающая процессы ионизации, была предметом подробных численных расчетов. Кинетические модели преимущественно рассматривались численно, хотя в простейших формулировках они в ряде случаев рассматривались аналитически.

2.3.2. Формализм функций потока и бездиссипативной двухжидкостной гидродинамике [2, 19, 20]

Простейшей двухкомпонентной моделью плазмы является бездиссипативная модель (36). Отсутствие диссипации и весьма естественное допущение аксиальной симметрии приводят к сохранению целого ряда величин, что позволяет провести далеко идущее исследование плазменных потоков. Пусть электромагнитные поля в течении обладают осевой симметрией. Уравнениям $\text{div } n\mathbf{v} = 0$, $\text{div } \mathbf{B} = 0$ можно удовлетворить тождественно, если ввести три функции потока:

$$\begin{aligned} (rnv_r)_{i,e} &= -\frac{\partial \psi_{i,e}}{\partial z}; & (rvn_z)_{i,e} &= \frac{\partial \psi_{i,e}}{\partial r} \\ rB_r &= -\frac{\partial \psi}{\partial z}; & rB_z &= \frac{\partial \psi}{\partial r}. \end{aligned} \quad (37)$$

Линии $\psi_i = \text{const}$, $\psi_e = \text{const}$ изображают соответственно проекции траекторий ионов и электронов на плоскость (r, z) .

Из (37) нетрудно получить полную систему уравнения ψ -формализма [2]:

$$\begin{aligned} \text{а) } \frac{Mv_i^2}{2} + w_i + e\Phi &= U_i(\psi_i); & v_i^2 &= \frac{1}{r^2 n_i^2} (\nabla \psi_i)^2; \\ \text{б) } \frac{mv_e^2}{2} + w_e - e\Phi &= U_e(\psi_e); & v_e^2 &= \frac{1}{r^2 n_e^2} (\nabla \psi_e)^2 \\ \text{в) } \psi + \frac{Mc}{e} r v_{i\theta} &= a_i(\psi_i); \\ \text{г) } \psi - \frac{mc}{e} r v_{e\theta} &= a_e(\psi_e); \\ \text{д) } \frac{Mc}{ern_i} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{rn_i} \frac{\partial \psi_i}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{rn_i} \frac{\partial \psi_i}{\partial z} \right) \right] - \frac{B_\theta}{rn_i} + \\ + \frac{v_{i\theta}}{r} \frac{da_i}{d\psi_i} &= \frac{c}{e} \frac{dU_i}{d\psi_i}; \end{aligned} \quad (38)$$

$$e) \frac{mc}{ern_e} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{rn_e} \frac{\partial \psi_e}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{rn_e} \frac{\partial \psi_e}{\partial z} \right) \right] + \frac{B_\theta}{rn_e} - \\ - \frac{v_{e\theta}}{r} \frac{da_e}{d\psi_e} = \frac{c}{e} \frac{dU_e}{d\psi_e}.$$

В этих шести уравнениях для шести величин $\psi_{i,e}$, $n_{i,e}$, $v_{i\theta}$, $v_{e\theta}$ содержатся *четыре функции* U_i , U_e , a_i , a_e , которые, в принципе, могут задаваться произвольно.

Наконец, используя (37) и уравнения Максвелла, получим

$$a) I = \frac{crB_\theta}{2} = 2\pi e (\psi_i - \psi_e); \\ б) r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = \frac{4\pi er}{c} (n_i v_{i\theta} - n_e v_{e\theta}); \quad (39) \\ в) \Delta \Phi = 4\pi e (n_e - n_i).$$

Система уравнений (38, 39) очень богата по своему содержанию. Поэтому здесь будут подробно рассмотрены только три вопроса:

- динамика безынерционной электронной компоненты ($m \rightarrow 0$), т. е. приближение закона Ома;
- динамика плазмы при наличии одного азимутального магнитного поля;
- динамика плазмы при наличии одного полоидального магнитного поля и, в частности, течения неизотермической плазмы в магнитном сопле.

2.3.3. Динамика безынерционной электронной компоненты

Рассмотрение этого вопроса важно как с точки зрения «сшивки» ψ -формализма с результатами предыдущего параграфа (приближение закона Ома), так и с точки зрения анализа наиболее распространенной модели электронной динамики. Полагая $m=0$ в (38), получаем $\omega_e - e\Phi = U_e(\psi_e)$; $\psi = a_e(\psi_e)$. Исключая отсюда ψ_e , приходим к закону сохранения:

$$\Phi_T(\psi) = -\frac{1}{e} U_e = \Phi - \frac{1}{e} \omega_e. \quad (40)$$

Выражение для Φ_T тождественно термализованному потенциалу Φ^* (15), если течение изотермическое. В противном случае $\Phi^* \neq \Phi_T$. Различие объясняется тем, что здесь рассматривается гидродинамическая модель идеальной плазмы, т. е. модель с бесконечно малой длиной свободного пробега частиц. В этих условиях теплообмен отсутствует, и на различных участках одной и той же магнитной силовой линии плазма может иметь разную температуру.

При $m \rightarrow 0$ уравнение (38e) также превращается в закон сохранения

$$\frac{B_\theta}{rn_e} = \frac{c}{e} \frac{dU_e}{d\psi_e} + \frac{v_{e\theta}}{r} \frac{da_e}{d\psi_e}. \quad (41)$$

Уравнение (41) уточняет известное из магнитной гидродинамики выражение для параметра вмороженности. Видно, что магнитное поле вморожено в электронную, а не в ионную компоненту. В случае, когда $dU_e/d\psi_e = \text{const}$, а $v_{e0} = 0$, имеем

$$\frac{B_\theta}{rn_e} = \kappa = \text{const}. \quad (42)$$

Такие течения будем называть изомагнитными.

2.3.4. Течение в собственном магнитном поле ($\psi = 0, a_{i,e} = 0, m = 0$)

Сформулированные выше уравнения ψ -формализма оказались особенно удобными при анализе стационарных течений плазмы в системах с собственным азимутальным магнитным полем, которые будем называть коаксиальными плазменными ускорителями (КПУ) и об экспериментальных исследованиях которых см. п. 3.3.1. КПУ состоит (рис. 6) из двух профилированных коаксиальных электродов, соединенных с постоянным источником питания, а в зазор между электродами непрерывно подается рабочее вещество (в рамках рассматриваемой модели — хорошо проводящая плазма).

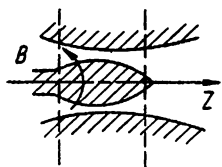


Рис. 6. Принципиальная схема коаксиального плазменного ускорителя

Уравнение (40) при $T_e \rightarrow 0$ утверждает, что электроны движутся по эквипотенциалам. Этот простой факт приводит к весьма важному выводу, что в системе со сплошными проводящими коаксиальными электродами при отсутствии диссипативных процессов не может существовать регулярное поступление электронов ни из катода в плазму, ни из плазмы на анод. Самый радикальный выход из создавшегося положения — это отказаться от электронов как переносчиков тока и возложить эту функцию на ионы («ионный токоперенос»).

Если все же сохранить «электронный перенос», то необходимо либо согласиться с наличием диссипативных процессов в системе, например в виде сингулярностей — «привязок» тока на электродах, либо перейти от стационарных режимов к «пулеметным», либо, наконец, пойти на неэквипотенциальные, например, «секционированные» электроды.

2.3.4.1. Эпюры коаксиального ускорителя

Картина процессов в межэлектродном промежутке коаксиального ускорителя приобретает весьма большую наглядность, если воспользоваться так называемой эпюрой ускорителя [20]. Для этого изобразим межэлектродный промежуток в виде прямоугольника, стороны которого соответствуют входу, выходу и двум электродам, и проведем линии $I = \text{const}$, $\psi_i = \text{const}$, $\psi_e =$

$= \text{const}$. Будем считать, что процесс стационарный и регулярный, без сингулярностей на электродах.

Электронный токоперенос между неэквипотенциальными электродами (рис. 7). В этом случае токовые линии $I = \text{const}$ можно представить системой равноотстоящих вертикальных линий. Линии $\psi_i = \text{const}$ изобразятся горизонтальными прямыми, причем линиям $\psi_i = 0$, $\psi_i = \psi_{\text{max}}$ соответствуют анод и катод. Предполагается, что ионы не высаживаются на электродах. При выбранных координатах электронные траектории $\psi_e = \psi_i - I/2\pi e = \text{const}$ имеют вид наклонных линий. Если пренебречь инерцией электронов, то электрический потенциал $\Phi = -e^{-1}U_e$ и параметр в замороженности B_0/rn сохраняются вдоль линий $\psi_e = \text{const}$, которые пересекают электроды и делают их неэквипотенциальными. Величина U_i сохраняется вдоль линий $\psi_i = \text{const}$. Можно сказать, что ионы ускоряются за счет того, что перемещаются в область более низкого потенциала.

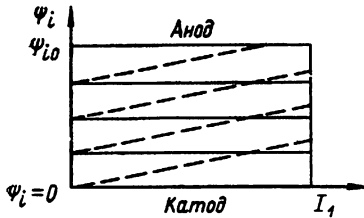


Рис. 7. Эпюра КПУ при электронном токопереносе; штриховые линии — уровни $\psi_e = \text{const}$

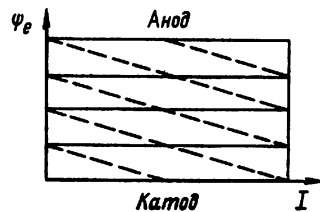


Рис. 8. Эпюра КПУ при ионном токопереносе; штриховые линии — уровни $\psi_i = \text{const}$

Ионный токоперенос между эквипотенциальными электродами. Эпюра коаксиального ускорителя при ионном токопереносе изображена на рис. 8. В этом случае на осях откладываем I и ψ_e , тогда как линии $\psi_i = \text{const}$ определяем из уравнения $\psi_i = \psi_e + I/2\pi e$. Для нормального функционирования механизма ионного токопереноса необходимо, чтобы катод поглощал падающие на него ионы, а анод их эмиттировал. Реально это означает, что в объеме анода должна находиться плазма. Как видно из приведенных эпюр, важной характеристикой коаксиальных ускорителей является отношение разрядного тока I_p к расходу вещества \dot{m} , подаваемому на входе в канал. Если расход измерять в токовых единицах: $I_m = \frac{e}{M} \dot{m}$, то безразмерное отношение

$$\xi = \frac{I_p}{I_m} \tag{43}$$

называют параметром обмена [21]. Очевидно, в условиях ион-

ного токопереноса величина ξ должна быть достаточно малой. В противном случае слишком много ускоренных ионов будет гибнуть на катоде.

2.3.4.2. Ускорительные и компрессионные режимы течения

В уравнение (38) входят функции U_i и U_e , которые до сих пор никак не конкретизировались. Однако среди возможных функций, как показывает теория и эксперимент, выделяется случай, когда

$$U_i = U_{0i} - \frac{e}{c} \kappa \psi_i; \quad U_e = U_{0e} + \frac{e}{c} \kappa \psi_e. \quad (44)$$

В этом случае при $m=0$ течение является **изомагнитным** (см. 42) и «**изобернуллиевым**» в том смысле, что во всем потоке «интеграл Бернулли»

$$\frac{v^2}{2} + i(\rho) + \frac{B^2}{4\pi\rho} = \text{const} = U_0 \quad (45)$$

имеет одно и то же значение. В (45) введена энтальпия $i(\rho)$. Если $\rho = \rho_i + \rho_e = \rho_0(\rho/\rho_0)^{\gamma_a}$, то

$$i(\rho) = \int \frac{d\rho}{Mn} = \frac{\gamma_a p_0}{(\gamma_a - 1)\rho_0} \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\gamma_a - 1} = \frac{c_{T0}^2}{\gamma_a - 1} \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\gamma_a - 1}. \quad (46)$$

Если на входе в канал начальная скорость и энтальпия малы, то постоянная U_0 определяется входными значениями магнитного поля B_0 и плотностью ρ_0 . Априори очевидно, что в канале могут реализовываться два крайних режима, которые схематически можно изобразить следующим образом:

$$\begin{aligned} \text{а) } U_0 &\approx \frac{B_0^2}{4\pi\rho_0} \rightarrow \frac{v_M^2}{2}, \quad \rho \rightarrow 0; \\ \text{б) } U_0 &\rightarrow i(\rho_M), \quad v \rightarrow 0. \end{aligned} \quad (47)$$

В первом случае энергия магнитного поля переходит в кинетическую энергию потока. Такой режим течения будем называть **чисто ускорительным**. Максимальная скорость на **выходе**, достижимая в таком режиме, очевидно равна $v_M = B_0/\sqrt{2\pi\rho_0}$.

Во втором случае (47) магнитная энергия переходит в тепловую энергию плазмы за счет ее сильного сжатия. Такой режим течения будем называть **компрессионным**, а устройство, в котором оно реализуется, магнитоплазменным компрессором МПК (А. И. Морозов [22]).

Максимальное значение плотности, достижимое при компрессионной технике, определяется из условия (47) и при полнотропическом уравнении состояния имеем:

$$\frac{\rho_M}{\rho_0} = \left[(\gamma_a - 1) \frac{c_{A0}^2}{c_{T0}^2} \right]^{\frac{1}{\gamma_a - 1}}. \quad (48)$$

Здесь $c_{\tau 0}^2 = \gamma_a \rho_0 / \rho_0$; $c_{A 0}^2 = B_0^2 / 4\pi \rho_0$. Полагая $c_{A 0} = 10^8$ см/с, $c_{\tau 0} = 10^6$ см/с, $\gamma_a = 5/3$, получим $\rho_M / \rho_0 = 5 \cdot 10^5$. Максимальная температура в зоне компрессии равна

$$T_{\max} = (\gamma_a - 1) \frac{B_0^2}{4\pi n_0}, \quad (49)$$

что в приведенном числовом примере дает $T_{\max} \approx 7$ кэВ. Если в сжимающемся потоке присутствуют тяжелые ионы, то благодаря мощному излучению показатель политропы γ_0 будет меньше $5/3$, а это сильно увеличит степень сжатия и выведет плазму за пределы применения уравнения идеального газа. Анализ степени сжатия при учете квантовых эффектов выполнен в работе [23]. Указанием на необходимость такого учета служит малость энтальпии i по сравнению с v_M^2 вблизи области квантового вырождения электронной компоненты.

2.3.4.3. Метод «плавных течений»

Система уравнений (38) обладает тем замечательным свойством, что она не содержит членов, линейных относительно $\partial/\partial z$. В уравнения входят либо члены $\sim \partial^2/\partial z^2$, либо $\sim (\partial/\partial z)^2$. Очевидно, если сечение потока изменяется достаточно плавно, то роль членов, содержащих такие производные по z , должна быть мала. Если отбросить эти члены, то получается система обыкновенных дифференциальных уравнений, в которую входят только производные по r , а зависимость от координаты z входит теперь в постоянные интегрирования [2].

Для того чтобы проиллюстрировать данный метод «плавных течений», рассмотрим простейший случай течения квазинейтральной плазмы с безынерционными электронами ($m=0$) в собственном азимутальном магнитном поле ($B_r = B_z = 0$). В таком случае система (38) может быть записана в виде:

$$\begin{aligned} \frac{M}{2n^2 r^2} \left(\frac{\partial \psi_i}{\partial r} \right)^2 + w_i(n) + e\Phi &= U_i(\psi_i); \\ w_e(n) - e\Phi &= U_e(\psi_e); \quad 0 = \frac{c}{e} \frac{dU_e}{d\psi_e} - \frac{B}{rn}; \\ \frac{1}{rn} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{rn} \frac{\partial \psi_i}{\partial r} \right) &= -\frac{e}{Mc} \left(\frac{c}{e} \frac{dU_i}{d\psi_i} + \frac{B}{rn} \right); \\ rB &= I_0 + \frac{4\pi e}{c} (\psi_i - \psi_e). \end{aligned} \quad (50)$$

В ряде случаев система (50) имеет один интеграл и сводится к квадратурам. Это, в частности, имеет место для холодной плазмы ($w_{i,e} \rightarrow 0$), для изомагнитной плазмы ($dU_e/d\psi_e = \text{const}$) и для плоских течений ($r \rightarrow \infty$).

Так, изомагнитное течение описывается формулами

$$B = \frac{rnc}{e} \frac{dU_e}{d\psi_e};$$

$$nr^2 = \frac{c}{e} \frac{dU_e}{d\psi_e} \left[\frac{4\pi e}{c} \frac{d\psi_e}{dU_e} (C_1(z) - w(n)) + I_0 \right]; \quad (51)$$

$$\sqrt{\frac{2}{M}} \int_{a(z)}^r r n dr = \int_0^\psi d\psi_i \left(\sqrt{U_i(\psi_i) + \psi_i \frac{dU_e}{d\psi_e} - C_1(z)} \right)^{-1}.$$

Здесь C_1 ; a — произвольные, медленно изменяющиеся функции z . Конкретные расчеты с помощью формул (51) приведены в [2].

2.3.5. Течение во внешних магнитных полях при $t=0$ (продолжение анализа системы (38))

Пусть теперь в системе присутствуют три компоненты магнитного поля. Благодаря осевой симметрии магнитное поле можно рассматривать как систему магнитных поверхностей $\psi = \text{const}$ с «привязанными» к ним электронами ($\psi = a_e(\psi_e)$). При $T_e = 0$ эти поверхности эквипотенциальны и распределение потенциала между ними определяется либо диссипативными процессами в объеме, либо системой электродов, расположенных на стенках, пересекаемых силовыми линиями. Эти системы при немагнитных ионах полностью аналогичны изображенным на рис. 3.

Рассмотрим другой крайний случай, когда разгон происходит только за счет высокой энтальпии компонент плазмы. Если речь идет об энергиях в десятки и, тем более, в сотни и тысячи электрон-вольт, то основной интерес начинают приобретать так называемые неизотермические ускорители (см. п. 3.1.2), в которых $T_e \gg T_i$. Нагреть электроны до высоких температур (> 1 кэВ) в настоящее время не представляет особых трудностей. Это можно сделать как с помощью СВЧ-полей, так и с помощью энергичных электронных пучков.

Поэтому энтальпию ионов мы по-прежнему положим равной нулю и будем считать горячими только электроны. Пренебрежем также инерцией электронов. В таком случае из (38) следует, что электроны «сидят» на магнитных поверхностях $\psi = \text{const}$. Однако теперь магнитные поверхности не являются эквипотенциальными. Делая различные предположения об условиях на входе в систему, т. е. о функциях U_{ie} , a_{ie} , получаем различные режимы.

Одним из простейших является течение, при котором $\psi_i = \psi_e$, т. е. траектории ионов и электронов вдоль системы совпадают. В этом случае можно считать равным нулю азимутальное поле и азимутальную скорость ионов.

Нетрудно убедиться, что если положить $U_i = \text{const}$, $U_e = \text{const}$, то получим модель чисто термического ускорения, описываемого обычными газодинамическими уравнениями [24]

$$\text{div } n\mathbf{v}_i = 0; \quad Mn(\mathbf{v}_i \nabla) \mathbf{v}_i = -\nabla p_e$$

и происходящего в «магнитном сопле», заданном полем ψ .

Необходимо отметить, что благодаря высокой электронной теплопроводности вдоль силовых линий гидродинамическая модель неизотермического ускорения требует определенной корректировки. Наиболее обстоятельно этот вопрос разобран в работе [25].

2.3.6. Численное моделирование течений плазмы в коаксиальных каналах с собственным магнитным полем

Аналитические методы рассмотрения стационарных гидродинамических моделей течений идеальной плазмы в собственном магнитном поле, как было видно в предыдущем пункте, в настоящее время весьма эффективны. Ситуация резко усложняется, даже в рамках гидродинамического приближения, если пытаться учесть диссипацию (хотя бы омическое сопротивление), а тем более ионизацию рабочего вещества или проанализировать процесс установления течения. Большой интерес к коаксиальным ускорителям и магнитно-плазменным компрессорам стимулировал проведение обширной программы расчетов, которая была реализована К. В. Брушлинским с сотрудниками в ИПМ АН СССР [18, 26]. Расчеты проводились методом установления. Иными словами, в начальный момент задавалось некое распределение плотности и магнитного поля, затем все это «отпускалось» и начинало «течь» по уравнениям динамики при тех или иных граничных условиях на электродах, на входе в канал и выходе из него.

Типичные геометрии систем, для которых проводились расчеты, изображены на рис. 9. Обычно граничными условиями на входе были $n = \text{const}$, $T = \text{const}$, $B = B_0 r / r_0$ на выходе — «нейтральные условия» типа $\partial B f / \partial z = 0$ ($f = \pi (r_{\text{max}}^2 - r_{\text{min}}^2)$). На электродах ставились либо условия электронного токопереноса $E_r = 0$, $v_{in} = 0$, либо условия ионного токопереноса $E_r = 0$, $v_{in} = j_n / en$.

Основной объем расчетов был выполнен на основе двухжидкостной системы уравнений, хотя использовались также одножидкостные и трехжидкостные модели. Ионизация обычно учитывалась как резкое возрастание проводимости при некоторой температуре T^* , сопровождаемое увеличением числа частиц в уравнении состояния.

Система уравнений (36) при расчетах записывалась в безразмерном виде, что приводило к появлению трех основных безразмерных параметров:

$$\beta = \frac{8\pi p_0}{B_0^2}; \quad R_m = \frac{4\pi\sigma_0 v_0 L_0}{c^2}; \quad \xi = \frac{1}{\sqrt{\Pi_{i_0}}},$$

$$\Pi_{i_0} = L_0^2 n_0 \frac{4\pi e^2}{M c^2}.$$
(52)

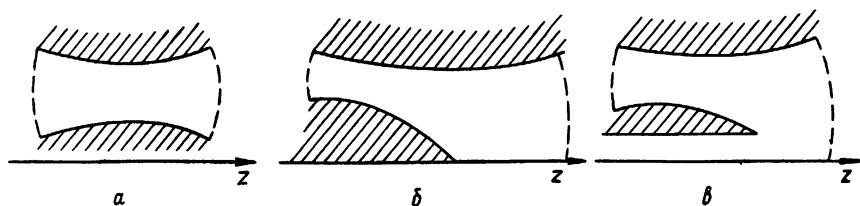


Рис. 9. Исследованные численными методами модели каналов:

а) промежуток между двумя электродами (канал КПУ); б) канал с ограниченным по длине центральным электродом (канал МПК); в) ограниченный по длине центральный электрод с диверторным отверстием

Здесь нулем отмечены характерные значения соответствующих величин. Параметр β — отношение газокINETического и магнитного давления, R_m — магнитное число Рейнольда, Π_{i0} — «погонный ион», ξ — локальный параметр обмена, являющийся мерой локального проявления эффекта Холла.

Оказалось, что, в зависимости от условий, в процессе эволюции от исходного состояния течение может становиться стационарным, когда вариации всех параметров во времени затухают, может выходить на квазипериодический режим, а может «взрываться», т. е. оказываться полностью неустойчивым.

Стационарное состояние обычно устанавливается в тех случаях, когда на вход поступает плазма с достаточно высокой проводимостью ($R_m \gg 1$), а параметр обмена относительно невелик ($\xi \ll 1$). Если в канал поступает плохо проводящий газ, то возникает четко выраженный фронт ионизации, который, как правило, колеблется. Кроме того, сам по себе фронт ионизации, по-видимому, неустойчив и как бы «кипит» [27]. В случае больших параметров обмена вблизи анода наблюдается так называемые «прианодные» взрывы, обязанные, по-видимому, неустойчивости Брушлинского—Морозова [18].

В тех случаях, когда течение выходит на стационарный режим, наблюдаемая картина близка к той, которую дает аналитический расчет в приближении медленно изменяющегося канала. Поправки, связанные с учетом конечной проводимости, имеют порядок R_m^{-1} . Заметим, что на численных расчетах хорошо видно, что стационарные режимы устанавливаются, как правило, за пролетное время, причем в согласии с теорией хорошо видно образование области компрессии (рис. 10).

Таким образом, проведенные расчеты показывают, что в широком диапазоне параметров течения в коаксиальных ускорителях и МПК устойчивы относительно осесимметричных возмущений. В работе [26] была численно исследована динамика трехкомпонентной плазмы, содержащая электроны и ионы двух сортов — основные и «примеси». Эти расчеты подтвердили выводы более ранних аналитических исследований [28, 29] о том,

что коаксиальные ускорители обладают четко выраженными сепарирующими свойствами. В них тяжелые примеси притягиваются к катоду, а легкие — к аноду.

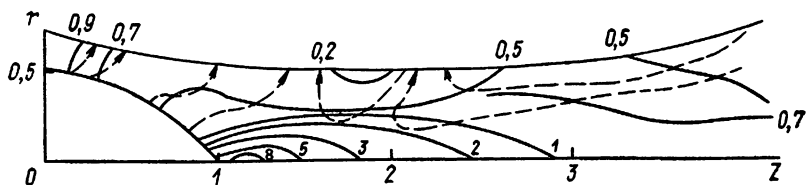


Рис. 10. Рассчитанные линии постоянного уровня плотности (сплошные) и линии электрического тока (штриховые):
 $\beta=0,2$; $R_m=1000$

Использование гидродинамических моделей при анализе течений с особенностями типа фронта ионизации или области компрессии, а также при больших параметрах обмена всегда вызывает опасения из-за возможности проявления кинетических эффектов. Для «страховки» гидродинамических моделей в работах [30, 31] был предложен и применен «метод пробных частиц»; суть его сводится к тому, что в рассчитываемый поток вводятся частицы с различными значениями e , M и начальной скорости. Траектория этих частиц определяется из уравнения $\frac{e}{M} \frac{dv}{dt} = E + \frac{1}{c} [vB] + F_{тр}$, где E и B берутся из гидродинамического расчета, а $F_{тр}$ вычисляется по теории парных столкновений пробной частицы с частицами потока.

Расчеты показали, что траектории пробных частиц обычно близки к траектории «капель ионов». Численные исследования динамики плазмы в канале проводили и другие коллективы. Отметим учет радиационных потоков в задаче, аналогичной описанной выше [32]. В работах, выполненных И. Б. Сафоновым с сотрудниками, рассматривались течения в коаксиальных каналах с внешним магнитным полем [33, 34]. Эти работы имеют отношение к анализу процессов в торцевых холловских ускорителях (см. п. 3.1.8).

2.3.7. Численное моделирование течений в системах с замкнутым дрейфом

Рассмотренная выше схема аналитического расчета осесимметричных течений с внешним магнитным полем содержит ряд существенных ограничений. Прежде всего, она неприменима к системам с редкой плазмой, например УЗДП (см. п. 3.1.4) или плазмооптическим устройством (п. 3.2), поскольку поток ионов должен описываться кинетически, причем ионизация рабочего вещества в УЗДП происходит в рабочем канале.

Сегодня эффективно работают программы, в которых заданы в явном виде $\Phi^*(\gamma)$ и $T_e(\gamma)$. В качестве примера рассмотрим постановку задачи о динамике потока в канале УЗДП [35, 36]. Система уравнений, подлежащая расчету, имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_0}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) f_0 &= -\beta(T_e) f_0 n_e; \\ \frac{\partial f_i}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) f_i + \frac{e}{M} \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \mathbf{B}] \right) \frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{v}} &= \beta(T_e) f_0 n_e; \end{aligned} \quad (53)$$

$$\mathbf{E} = -\nabla \Phi; \quad \Phi = \Phi^*(\psi) + \frac{T_e(\psi)}{e} \ln \frac{n}{n_0}; \quad \mathbf{B} = \text{rot } \psi \theta_0.$$

Здесь f_0 — функция распределения нейтралов, поступающих в канал, $\beta(T_e) = \langle \sigma v_{\text{ион}} \rangle$. Предполагаются заданными вид магнитного поля $\psi(r, z)$, зависимости электронной температуры $T_e(\psi)$ и термализованного потенциала Φ^* от ψ , а также вид функции распределения нейтралов на входе в канал. Первые расчеты системы уравнений для одномерного случая были выполнены И. В. Меликовым [37], который детально изучил влияние ионизационных характеристик вещества и параметров разряда на степень ионизации.

Большой и весьма систематический цикл исследований двумерных моделей УЗДП и плазменных линз в (Φ^*, T_e) -приближении был выполнен С. А. Якуниным с сотрудниками [38]. Эти расчеты позволяют выяснить роль эффекта термализации, определить радиальную расходимость потока, положение области ионизации и т. п. На рис. 11 изображены рассчитанные экви-

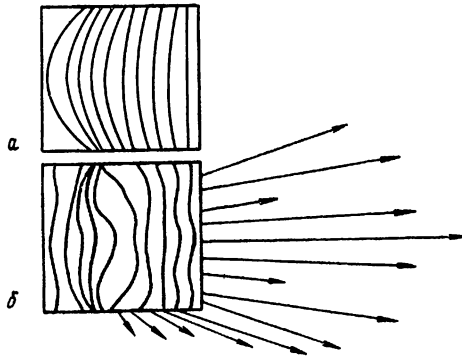


Рис. 11. Численное моделирование процессов в канале УЗДП:

а) магнитные силовые линии; б) эквипотенциалы и поле скоростей ионов на границе канала

потенциалы, магнитные силовые линии и скорости в канале УЗДП.

К сожалению, « Φ^* , T_e -приближение» не является самосогласованным, поскольку оно требует задания $\Phi^*(\gamma)$ и $T_e(\gamma)$. Чтобы модель сделать самосогласованной, систему уравнений (53) надо дополнить уравнениями динамики электронов. Простейшими из них могут служить безынерционные гидродинамические уравнения (приближение закона Ома) с учетом рождения частиц, конечной проводимостью и джоулевым нагревом.

Система уравнений (53) совместно с указанной моделью для электронной компоненты рассчитывалась к настоящему времени только для одномерного случая применительно к условиям УЗДП [39, 40]. Эти расчеты в согласии с экспериментом показали, что процесс в канале практически всегда «шумит». В частности, в широком диапазоне импедансов системы электропитания наблюдается достаточно регулярные низкочастотные «ионизационно-акустические» («контурные») колебания, частота которых обычно лежит в пределах нескольких килогерц (рис. 12а).

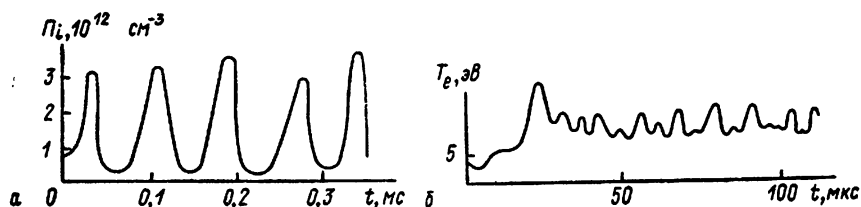


Рис. 12. Численные модели колебаний:
а) контурных; б) пролётных

В том случае, когда учитывается нагрев электронов за счет пристеночной проводимости, наблюдается раскочка нерегулярных колебаний с периодом «пролетного» масштаба

$$\tau \sim L/v_{ez}.$$

Здесь v_{ez} — характерная скорость просачивания электронов от среза канала к аноду, L — длина области, занятой сильным магнитным полем (рис. 12б).

2.3.8. Бесстолкновительные одномерные плазмодинамические структуры

Весьма большая группа плазмодинамических устройств основана на одномерных бесстолкновительных структурах. Сюда относятся переходные слои плазма — поле, рефлексные триоды, ПУ электронно-ларморовского масштаба и т. д. Эти структуры могут быть описаны следующим образом. Будем считать, что электрическое поле имеет одну компоненту E , направленную вдоль оси x , а магнитное поле B , также однокомпонентное, направлено вдоль оси z . При отсутствии столкновений система уравнений, описывающая одномерные структуры, имеет вид:

$$\begin{aligned}
 v_x \frac{\partial f_\alpha}{\partial x} + \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \left[\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{vB}] \right] \frac{\partial f_\alpha}{\partial v} &= 0; \\
 \frac{\partial E}{\partial x} &= 4\pi e \int (f_i - f_e) dv; \quad \mathbf{E} = -\nabla\Phi; \\
 \frac{\partial B}{\partial x} &= \frac{4\pi e}{c} \int v_y (f_e - f_i) dv.
 \end{aligned} \tag{54}$$

Уравнения движения в данных полях имеют 6 интегралов: ($A_y = A$ — компонента вектор-потенциала магнитного поля):

$$\begin{aligned}
 v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 + \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \Phi &= C_{0\alpha}^2; \\
 v_y + \frac{e_\alpha}{m_\alpha c} A &= C_{y\alpha}; \quad v_z = C_{z\alpha}.
 \end{aligned} \tag{55}$$

Знание полного набора характеристик уравнений движения позволяет написать общие выражения для функций распределения

$$\begin{aligned}
 f_e &= f_e \left(v^2 - \frac{2e}{m} \Phi, v_y - \frac{e}{mc} A, v_z \right); \\
 f_i &= f_i \left(v^2 + \frac{2e}{M} \Phi; v_y + \frac{e}{Mc} A, v_z \right).
 \end{aligned} \tag{56}$$

Здесь f_e и f_i — произвольные функции своих аргументов. Подставляя (56) в (54), получаем при известных f_e и f_i уравнения для распределения электрического и магнитного полей в системе [41]:

$$\begin{aligned}
 \frac{d^2 \Phi}{dx^2} &= 4\pi e \int (f_e(v, A, \Phi) - f_i(v, A, \Phi)) dv; \\
 \frac{d^2 A}{dx^2} &= \frac{4\pi e}{c} \int v_y (f_e(v, A, \Phi) - f_i(v, A, \Phi)) dv.
 \end{aligned} \tag{57}$$

Эта система уравнений имеет первый интеграл, выражающий закон сохранения импульса

$$\frac{B^2 - E^2}{8\pi} = \int v_x^2 (M f_i + m f_e) dv. \tag{58}$$

Конкретные расчеты кинетических структур на основе системы уравнений (57) весьма многочисленны (см., например, [42]).

Отметим один важный взгляд на систему уравнений (57), который восходит к работе Бернштейна—Грина—Крускала [43]. Если задать зависимость $\Phi(x)$, $A(x)$, то эту систему можно рассматривать как систему двух интегральных уравнений для определения двух функций f_i , f_e . В частности, таким образом можно построить ускорительные структуры, соответствующие «рефлексным» триодам, диодам с «магнитной изоляцией» и т. п. [44, 45, 46].

2.3.9. Одномерный ускоряющий слой при наличии ионизации

В предыдущем пункте мы не учитывали процессы ионизации в слое. Однако в целом ряде случаев их роль велика, например, в ионных магнетронах (т. е. диодах с «магнитной изоляцией» при наличии «остаточного» газа) [47].

Одномерная стационарная модель, описывающая такие системы, очевидно, имеет вид:

$$\begin{aligned}
 \text{а) } v \frac{\partial f_e}{\partial x} &= -\beta n_e f_0; \quad n_0 = \int f_0 dv; \\
 \text{б) } v \frac{\partial f_i}{\partial x} - \frac{e}{M} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial f_i}{\partial v} &= \beta n_e f_0; \\
 \text{в) } \frac{\partial}{\partial x} n_e u_x &= n_0 n_e \langle \beta \rangle; \quad n_e \langle \beta \rangle = \int \sigma_{\text{ион}} |v| f_e dv; \\
 \text{г) } \frac{j}{\sigma} &= -\nabla \Phi + \frac{1}{en_e} \nabla p_e + \frac{1}{c} [uB]; \quad n_e = \int f_i dv; \\
 \text{д) } u_x \frac{d}{dx} \left(\frac{5}{2} T_e + e\Phi \right) &= -q \left(\zeta + \frac{5}{2} T_e \right) - \frac{T_e - T_i}{\tau_{ie}}; \\
 \text{е) } p_e &= n_e T_e; \quad q = n_0 n_e.
 \end{aligned} \tag{59}$$

Здесь ζ — энергетическая цена иона, f_e , f_i — функция распределения электронов и ионов соответственно. Действием магнитного поля на ионы пренебрегают. Система уравнений впервые была исследована А. В. Жариновым с сотрудниками [48], а затем изучалась в целой серии работ другими авторами (см. например, [49]).

Будем считать, что приложенная разность потенциалов достаточно велика и составляет многие сотни вольт. Как следует из (59), электронная температура T_e в слое соизмерима с разностью потенциалов, т. е. по крайней мере $T_e \sim 10^2$ эВ. При таких значениях T_e коэффициент ионизации $\beta \langle \sigma_{\text{ион}} v_e \rangle$ практически перестает зависеть от энергии электронов. Усредняя (59) по толщине слоя δ , получаем число электронов, рождающихся в слое и попадающих, в конечном счете, на анод:

$$(n_e u_x)_{\text{анод}} \cong \langle \sigma_{\text{ион}} v \rangle n_e n_0 \delta. \tag{60}$$

В то же время x -компонента электронного тока (см. 59) имеет вид:

$$j_{ex} = \frac{\sigma E_x}{(\omega_e \tau_e)^2}, \tag{61}$$

если пренебречь градиентом давления и единицей по сравнению с $(\omega_e \tau_e)^2$. Приравнявая (60) и (61) и учитывая, что

$$\sigma = \frac{ne^2 \tau_{e0}}{m}; \quad v_{\text{ион}} = n_0 \langle \sigma_{\text{ион}} v \rangle v_{e0} = \tau_{e0}^{-1}, \tag{62}$$

получаем выражение для толщины слоя

$$\delta = \Lambda_e \sqrt{\frac{v_{e0}}{v_{\text{ион}}}}, \quad (63)$$

где $v_{\text{ион}}$ — частота ионизационных столкновений, v_{e0} — частота рассеяния электронов на нейтралах. Формула (63) показывает, что при классической проводимости толщина ионизационного слоя — порядка электронного ларморовского радиуса и возрастает по мере увеличения частоты столкновений.

Подробные исследования свойств рассматриваемого слоя* были выполнены в работах [50—52] на ионных магнетронах. Они показали хорошее соответствие расчетного значения толщины слоя экспериментальному в тех случаях, когда в системе не развиваются колебания.

2.3.10. Дрейфовые приэлектродные процессы в плазмодинамических системах

Пристеночные и приэлектродные процессы в стационарных плазмодинамических системах очень разнообразны, их роль, как правило, очень велика, и во многих случаях именно они определяют характер протекания процессов. Здесь ограничимся разбором одного класса приэлектродных слоев, наблюдающихся тогда, когда магнитное поле касательно к электроду, а электрическое перпендикулярно к нему (эквипотенциальные электроды). В этом случае электроны движутся не к электроду, а дрейфуют вдоль его поверхности**. Именно этот эффект вынудил ввести в п. 2.3.4 ионный токоперенос. Если же условий для ионного токопереноса нет, около электрода при достаточно больших разрядных токах возникает мощный приэлектродный скачок потенциала.

Впервые в явной форме «дрейфовый» пограничный слой в сильноточных разрядах был обнаружен А. И. Морозовым и Г. Л. Щепкиным с сотрудниками в 1960 году при исследовании квазистационарных коаксиальных плазменных ускорителей с эквипотенциальными электродами и азимутальным собственным магнитным полем, о которых подробно будет сказано ниже (см. п. 3.1.6) [53]. Здесь только отметим, что они работали при разрядных токах ~ 50 кА длительностью ~ 1 мс. При рассмотрении анода такого ускорителя в том случае, когда он был центральным электродом, обращали на себя внимание следующие моменты: во-первых, на конце электрода образуется оплавленное пятно диаметром ~ 1 см. Оно возникало после каждого разряда. После одного — трех разрядов на боковой поверхности возникали рваные проплавленные борозды шириной 2—3 мм. На боковой поверхности анода вне борозд всегда

* Его часто называют «анодным», поскольку он обычно непосредственно «прижат» к аноду.

** В настоящее время этот эффект часто называют «магнитной изоляцией» и применяют в высоковольтной технике.

наблюдалась четкая картина травления и образование микрократеров [54].

Измерения распределения тока и электрического потенциала (см. рис. 26) показали, что вблизи анода возникает «скольжение» тока по направлению к концу электрода и образование мощного прианодного скачка потенциала. Наличие скольжения тока объясняет оплавление конца электрода, а наличие скачка потенциала приводит к сильному разогреву электронов в прианодном слое и, как следствие к травлению и образованию микрократеров и борозд на боковой поверхности.

При более подробном экспериментальном изучении выяснилось, что скольжение тока и скачок наблюдаются при разрядных токах, больших некоторого, который получил название критического, а сам процесс появления прианодного скачка — кризисом тока.

На вольт-амперной характеристике он проявляется как крутой рост напряжения при почти постоянном разрядном токе и сопровождается возрастанием пульсаций.

Кризис тока наступает, когда плотность тока разряда на электрод становится больше хаотического электронного тока (А. А. Поротников [55]):

$$j_p > \frac{1}{4} en \langle v_{Te} \rangle, \quad (64)$$

иными словами, если направленная скорость электронов становится вблизи анода больше тепловой. Образование дрейфового пограничного слоя именно на аноде ускорителей с собственным магнитным полем объясняется падением концентрации электронов вблизи анода, вызванном прижатием плазмы к катоду за счет эффекта Холла, о чем говорилось выше (см. 2.2.3).

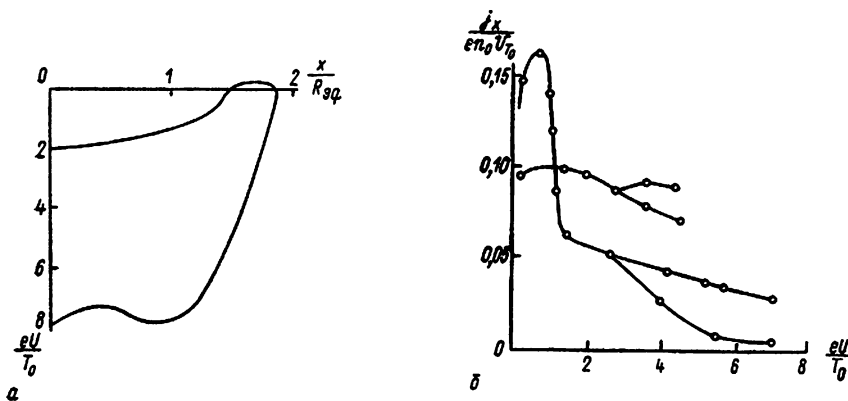


Рис. 13. Результаты численного моделирования прианодного дрейфового пограничного слоя:

а) ход потенциала вблизи анода при разных перепадах потенциала между плазмой и анодом; б) зависимость тока на анод от перепада потенциала между плазмой и анодом; разветвляющиеся кривые соответствуют неустойчивым режимам

Подробный анализ эволюции дрейфового пограничного слоя при возрастании j_p был выполнен в [56]. Авторы рассчитали на ЭВМ одномерную задачу о протекании тока поперек магнитного поля между двумя электродами, один из которых имитировал плазменный объем, а другой — анод. На рис. 13а изображен ход потенциала в системе в зависимости от j_p , а на рис. 13б — протекающий ток и его связь со скачком потенциала около стенки. Видно, что j_p достигает максимума при напряжении между «электродами» $\sim T_e/e$, а затем быстро падает, причем процесс протекания тока теряет устойчивость.

3. ПЛАЗМЕННЫЕ УСКОРИТЕЛИ И ПЛАЗМООПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

3.1. Плазменные ускорители (ПУ)

3.1.1. Классификация ПУ

В основу классификации современных ПУ целесообразно положить следующие признаки: механизмы ускорения ионов; особенности динамики электронов; отношение длительности рабочего импульса τ_p к пролетному времени τ_0 ; способ подачи рабочего вещества в ускорительный канал; уровень мощности.

Это «5-мерное пространство» признаков говорит о почти неисчерпаемом многообразии возможных ПУ.

Указанные признаки включают в себя, в частности, следующие возможности.

Ускорение ионов может происходить под действием электрического поля (eE); за счет перевода тепловой энергии ионной компоненты в направленную (∇p_i); под действием классического или аномального увлечения электронами ($ej/\sigma_{эф}$). Электронная компонента занимает объем с размерами внутреннего масштаба (дебаевский радиус, электронный ларморовский радиус и т. д.) или занимает объем с размерами, много большими внутренних масштабов; имеет высокую ($T_e/e_i \geq 1$) или низкую температуру ($T_e/e_i \ll 1$), где e_i — энергия ускоренных ионов; находится в стационарном ($\partial/\partial t \sim \tau_p^{-1}$) или «возбужденном» состоянии ($\partial/\partial t \gg \tau_p^{-1}$); автономна или неавтономна, в частности замкнут или разомкнут ее дрейф. По параметру τ_p/τ_0 ПУ разделяются на импульсные ($\tau_p/\tau_0 \leq 1$); стационарные ($\tau_p/\tau_0 \gg 1$). В случае, когда $\tau_p/\tau_0 > 1$, но не очень велико, говорят обычно о квазистационарных ПУ.

Способ подачи рабочего вещества (р. в.) в ускорительный канал сильно влияет и на компоновку ПУ и на его рабочий процесс. Здесь может иметь место:

подача нейтрального газообразного р. в.;

подача р. в. в виде заранее приготовленной плазмы («двухступенчатые» ПУ);

подача продуктов эрозии твердотельных элементов ПУ и т. д.

По уровню мощности даже современные ПУ, основанные на одних и тех же механизмах ускорения ионов и обладающие одной и той же схемой динамики электронов, могут отличаться на $8 \div 10$ порядков. Это, в частности, относится к неизотермическим ускорителям и «магнитным диодам».

В последующих пунктах обзора мы остановимся на наиболее изученных ПУ, хотя реально предлагалось и исследовалось несравненно большее число вариантов.

Прежде чем переходить к конкретным видам ПУ, отметим, что по своим схемам плазменные ускорители целесообразно разделить на «подогревные» и «газоразрядные». К подогревным относятся, например, неизотермические ускорители с инжектируемым электронным пучком (см. ниже рис. 15а). В то же время все остальные ПУ, о которых здесь будет идти речь, относятся к газоразрядным. Под газоразрядными мы будем понимать ПУ, в ускорительном канале которых находятся два электрода, которые формируют электронные потоки и электрическое поле. Для таких ПУ естественным образом вводится понятие интегрального параметра обмена ξ [21] как отношение разрядного тока I_p между электродами УК к подаче вещества $I \dot{m}$ в токовых единицах (см. рис. 14)

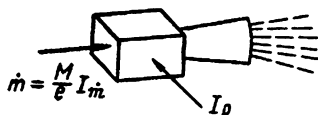


Рис. 14. К понятию параметра обмена

$$\xi = \frac{I_p}{I \dot{m}}, \quad I \dot{m} = \frac{e}{M} \dot{m} \quad (\text{см. (43)}).$$

Из закона сохранения энергии (η —к. п. д.)

$$\frac{\dot{m}}{M} \epsilon_i = \eta e U_p I_p, \quad (65)$$

где ϵ_i — средняя энергия ионов, покидающая канал, \dot{m}/M — поток частиц в 1 с, следует полезное соотношение

$$\epsilon_i = \eta \xi e U_p. \quad (66)$$

3.1.2. Неизотермические ПУ

В этих ПУ ионы ускоряются «электронным давлением», т. е. электрическим полем, созданным высокоэнергичными электронами. В «больцмановском» приближении в неизотермических ускорителях

$$E = -\frac{\nabla p_e}{en}. \quad (67)$$

Если плазма бесстолкновительная, то

$$E_k \approx -\frac{m}{en} \frac{\partial}{\partial x_l} n \langle v_k v_l \rangle; \quad \langle \quad \rangle = \int (\quad) f_e dv. \quad (68)$$

Высокоэнергичные электроны, получаемые с помощью того или иного специального устройства, инжектируются в разрядную камеру, где находится газ или холодная плазма. Для того чтобы плазма, и, в особенности, энергичные электроны, не контактировали со стенками ПУ, в системе с помощью соленоидов обычно создается магнитное поле, силовые линии которого играют роль стенок для электронов. В процессе течения тепловая энергия электронов переходит в кинетическую энергию ионов.

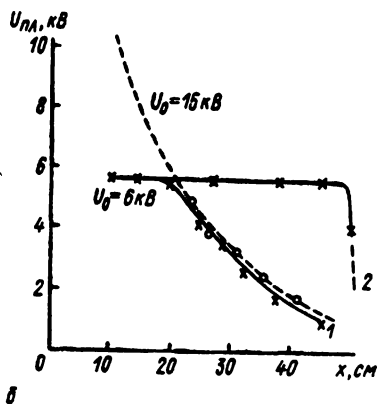
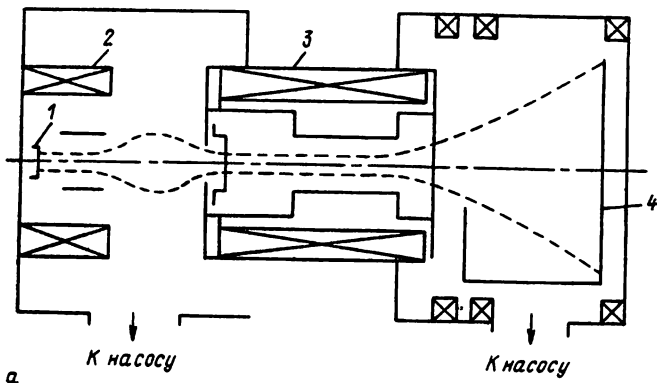


Рис. 15. Неизотермический плазменный ускоритель с инжекцией электронного пучка:

а) схема ускорителя: 1 — электронная пушка; 2, 3 — катушки «магнитного сопла»; 4 — приёмник плазменного потока; б) ход потенциала в системе

В одном из первых экспериментов (Р. А. Демирханов [57]), в котором был реализован неизотермический режим ускорения, в качестве генератора неизотермической плазмы использовалась газоразрядная камера дуоплазмотрона*.

В другом неизотермическом ПУ, описанном в [58], плазма образовывалась при инжекции импульсного электронного пучка с энергией до 15 кэВ в камеру, заполненную водородом при давлении $10^{-4} \div 10^{-5}$ мм Hg (см. рис. 15а). Поле, образующее магнитное сопло, создавалось с помощью системы магнитных катушек. Наблюдался ток ускоренных ионов до 12 А при энергии ионов до 10 кэВ.

На рис. 15б приведено измеренное распределение потенциала в магнитном сопле при наличии быстрых электронов (2) и в их отсутствие (1). В последнем случае зона сопла оказывается эквипотенциальной; такой же ход наблюдается и в том случае, когда есть быстрые электроны, но магнитное поле однородно и не образует конфигурацию газодинамического сопла, так что электроны сразу «отрываются» от ионов и ускорение происходит в дебаевском слое вблизи приемного электрода (на рис. 15а — справа).

Неизотермическим ускорителям долгое время не уделялось того внимания, которого они, безусловно, заслуживают. Однако в последнее время ситуация меняется. В частности, значительную популярность приобрела разновидность неизотермического ускорителя под названием «рефлексный триод», предложенный Суданом [60]. Он используется с мощной (до 10^{12} Вт) короткоимпульсной ($\sim 10^{-7}$ с) энергетикой, которая в свое время была создана для получения сверхмощных релятивистских электронных пучков (РЭП). Схема рефлексного триода изображена на рис. 16. В этой системе электроны эмиттируются под действием ионной бомбардировки внешними электродами, а ионы — тонкой фольгой, находящейся в середине. Эта фольга является полупрозрачной для электронов. Пронизывая ее, электроны теряют часть энергии, что, в конце концов, приводит к формированию у них функции распределения, обеспечивающей разгон ионов в квазинейтральном режиме. Простейшую модель таких режимов можно получить, решая уравне-

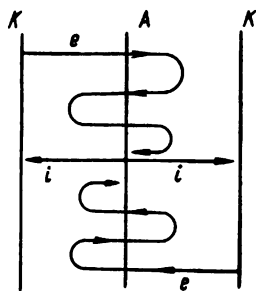


Рис. 16. Схема рефлексного триода

* По-видимому, первой работой, где экспериментально изучалось ускорение ионов при истечении электронно-горячей плазмы в вакуум, была работа М. Д. Габовича [59].

ние (54). С помощью рефлексных триодов были получены потоки ионов с энергией ~ 1 МэВ и током до 10^6 А при длительности импульса $\sim 10^{-7}$ с [61].

3.1.3. Ускорители с анодным слоем (УАС)

УАС — группа ПУ, в которых ионы ускоряются E -полем, а дрейф электронов замкнут. Классическими УАС являются «ионные магнетроны» [47]. Они существуют в трех разновидностях, предложенных А. В. Жариновым в конце 50-х годов: это магнетрон с ионизацией остаточного газа, двухступенча-

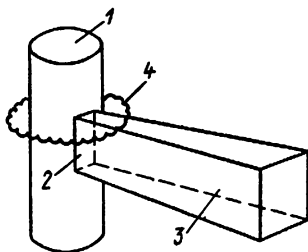


Рис. 17. Радиальный ускоритель А. В. Жаринова с клиновидным пучком: 1 — полый анод, внутри которого создаётся плазма; 2 — прямоугольное отверстие в аноде; 3 — ионный пучок; 4 — дрейфующие электроны

тый магнетрон с разрядом внутри анода, «ионный источник с клиновидным пучком» (рис. 17), который отличается от ионного магнетрона наличием узкой щели для выхода ионов из центрального ионизатора. Последний ускоритель интересен тем; что в нем дрейф замыкается через вакуумный промежуток, причем электроны удерживаются около анода не только магнитным полем, но и силами изображения.

В своем первоначальном смысле, и мы будем его здесь придерживаться, — это ПУ, в которых E -поле сосредоточено в узком, примыкающем к аноду слое толщиной порядка электронного ларморовского радиуса Λ_e . Магнитные поля в первоначальных УАС-однородные и параллельные поверхности анода. Режим с «прианодным» ларморовским ускоряющим слоем наиболее четко реализуется в том случае, когда плазменный объем вне прианодного слоя неустойчив. Экспериментальные исследования разрядов в осесимметричных системах с однородным продольным полем, для которых характерна указанная картина областей устойчивости и неустойчивости, и привели А. В. Жаринова в конце 50-х годов к формулировке принципов УАС [3].

Позднее А. И. Морозовым были предложены плазменные ускорители, УЗДП, с замкнутым дрейфом, но с нарастающим вдоль канала магнитным полем, в которых E -поле оказалось

устойчивым в протяженных ($L \gg \Lambda_e$) плазменных объемах. Вскоре аналогичные магнитные поля начали использоваться в ряде моделей, происходящих от УАС. Естественно, что последние потеряли при этом свой основной отличительный признак. Сейчас многие авторы относят к УАС все ускорители с замкнутым дрейфом и каналом с металлическими стенками [62].

Наиболее подробно теоретически и экспериментально изучался «одноступенчатый» магнетрон с ионизацией остаточного газа. Коротко теория этой системы была изложена выше в п. 2.3.

Эксперимент дает близкие к теоретическим значениям величины ускоренного ионного тока, вольт-амперные характеристики, размеры области сильного электрического поля и т. п. В то же время оказывается, что в широком диапазоне давления слой неустойчив, что наиболее ярко выражается в появлении релаксационных колебаний в виде периодических сбросов электронов вдоль магнитного поля на торцевые крышки с частотой $\sim 10^5$ Гц и длительностью импульса $\sim 10^{-7}$ с. Появление нового канала сброса электронов эффективно уменьшает $v_{ион}$ и тем самым увеличивает толщину прианодного слоя [51].

В 1973 году под названием «магнитоизолированный диод» ионный магнетрон был предложен Винтербергом для получения сверхмощных ионных потоков с помощью тех же накопителей, которые работают с «рефлексными триодами». В результате были получены потоки ионов с амплитудой тока до 10^6 А, энергией $\sim 10^6$ эВ при длительности импульса $\sim 10^{-6}$ с.

Во второй половине 60-х годов А. В. Жариновым с сотрудниками был создан ряд вариантов двухступенчатых УАС с кольцевыми («аксиальным») пучком. Наибольшим вниманием пользуется вариант, схематически изображенный на рис. 18. Здесь первая ступень служит для ионизации рабочего вещества, чаще всего Вi, Cs, Хе; вторая — для «основного» ускорения. В обеих ступенях дрейф замкнут.

Использование двух ступеней позволяет существенно монохроматизировать поток выходящих ионов и получить высокий к. п. д. На рис. 19а приведены основные интегральные характеристики двухступенчатого УАС [64, 65].

Обращает на себя внимание наличие двух режимов работы (см. рис. 19б): низковольтного участка $U_y < 0,5$ кВ, «аномаль-

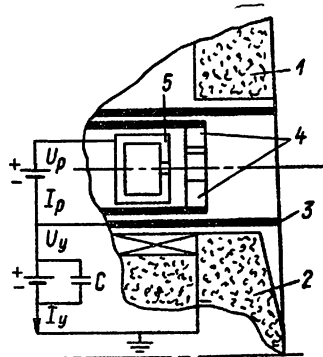


Рис. 18. Аксиальный УАС:
1 — наружный полюс магнита; 2 — внутренний полюс магнита; 3 — экран; 4 — катод первой ступени; 5 — анод первой ступени

ного» $U_y \sim 0,5 \div 3$ кВ и нормального $U_y > 2 \div 3$ кВ. Наибольший интерес представляет высоковольтный «нормальный» участок с

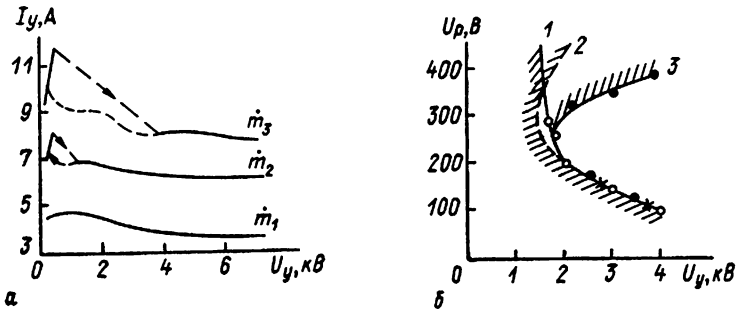


Рис. 19. Характеристики ускорительной ступени двухступенчатого УАС:

а) вольт-амперные характеристики при различных расходах висмута ($\dot{m}_1 < \dot{m}_2 < \dot{m}_3$), $B = 2000$ Гс, напряжение на первой (разрядной) ступени $U_p = 150$ В; б) область устойчивой работы УАС при различных расходах ($B = 1800$ Гс): 1— $J_y = 2,6$ А; 2— $J_y = 3,8$ А; 3— $J_y = 5$ А

очень высокими характеристиками. По данным [62] электрический к. п. д. здесь приближается к $0,7 \div 0,8$. Пучок оказывается слабошумящим.

В нормальных режимах УАС работал при напряжениях до 20 кВ и давал ионные токи до 10 А. Для аномального режима характерен относительно высокий уровень колебаний. Переход из одного режима в другой происходит скачкообразно.

Описанная двухступенчатая схема УАС представляет значительный интерес для получения высоковольтных ($e_i > 1$ кэВ) мощных ионных пучков.

В последние годы интенсивно велись работы по так называемому одноступенчатому УАС [66, 67]. Однако он отличается от традиционных УЗДП (см. ниже) только применением канала с металлическими стенками.

В целом, следует отметить большие возможности УАС, которые находят применение в различных областях науки и техники, например в ионно-плазменной технологии.

3.1.4. Ускорители с замкнутым дрейфом и протяженной зоной ускорения (УЗДП)

В УЗДП (рис. 20) ионы ускоряются E -полем, дрейф электронов замкнут, однако в отличие от УАС здесь E -поле существует в пределах протяженного слоя, длина которого $L_e \ll L \ll \Lambda_i$, где L_e , Λ_i — ларморовские радиусы электронов и ионов соответственно. Для того чтобы обеспечить устойчивость E -поля в объеме, магнитное поле делается нарастающим от анода к срезу. Если сделать магнитное поле спадающим вдоль канала,

то плазменный поток становится неустойчивым, в канале возникает вращающаяся по азимуту «спица» и напряженность E -поля становится очень малой [68].

Типичная вольт-амперная характеристика УЗДП изображена на рис. 21. На низковольтном («горизонтальном») участке ВАХ с увеличением разрядного тока происходит увеличение

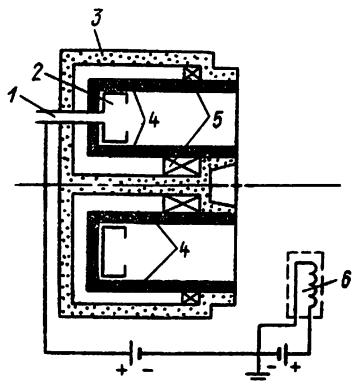


Рис. 20. Схема УЗДП:

1 — трубка полочки рабочего вещества, 2 — коробчатый анод, 3 — магнитопривод, 4 — ускоряющий канал с диэлектрическими стенками, 5 — катушки магнитного поля, 6 — термоэмиссионный катод-компенсатор

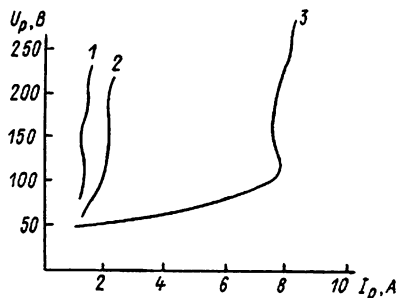


Рис. 21. Вольт-амперные характеристики УЗДП при работе на ксеноне:

1 — $\dot{m}=1$ мг/с; 2 — $\dot{m}=2$ мг/с; 3 — $\dot{m}=8$ мг/с

степени ионизации рабочего вещества и к концу этого участка степень ионизации близка к 100%. Характерные напряжения здесь составляют 3÷4 потенциала ионизации. Далее на ВАХ наблюдается обычно область отрицательного наклона, после которой идет рабочий высоковольтный («вертикальный») участок. Здесь достаточно четко выражено насыщение по току, причем в хороших моделях $I_p \approx (1,1 \div 1,2) I_m$. Рабочий интервал напряжений в УЗДП составляет обычно 100÷1000 В.

Учитывая тенденцию к эквипотенциализации магнитных силовых линий в плазме (см. 2.2.2.1), нетрудно увидеть, что нарастающее магнитное поле благодаря выпуклости магнитных силовых линий к аноду способствует уменьшению расходимости ионов к стенкам. Однако, поскольку реально $T_e \sim 5\text{—}20$ эВ, а dn/dr сравнительно велико, поток все-таки расходится к стенкам (см. рис. 11).

Разность потенциалов в УЗДП прикладывается между анодом, находящимся в глубине канала и эмиттирующим электроны катодом-компенсатором, который нейтрализует ионы, выходящие из ускорителя, а также «подпитывает» внутреннюю часть канала электронами. Реально максимум магнитного поля размещается вблизи среза канала. Это приводит к тому,

что вне канала магнитное поле спадает и электрическое поле за счет локальных «спиц» оказывается разрушенным.

Катод-компенсатор представляет собой полый катод, в который подается часть рабочего вещества. Образующаяся при этом плазма создает квазинейтральный мост, по которому электроны от катода поступают в нейтрализуемый поток.

Стенки канала обычно делают из диэлектрика, хотя неоднократно обсуждались и опробовались другие типы стенок, в частности сплошные металлические, секционированные (состоящие из металлических колец, разделенных изоляторами) и т. п. Поскольку при этом характеристики были либо хуже, либо не лучше, другие варианты стенок пока не привились.

Рабочее вещество в канал поступает обычно через анод. Попадая в облако дрейфующих по азимуту электронов, атомы ионизируются, образующиеся ионы, практически не чувствуя B -поля, ускоряются E -полем к срезу канала, а электрон начинает «продираться» назад на анод. Поскольку ионы могут образовываться в точках с различными электрическими потенциалами, спектр ионного потока будет размытым. Для УЗДП с мощностью ≤ 1 кВт максимум энергии частиц $\sim 2eU_p/3$. Динамика ионов подробно изучалась экспериментально и моделировалась численно, и здесь картина, в целом, ясна. Основное внимание исследователей УЗДП, начиная с 70-х годов, было направлено на изучение динамики электронной компоненты, которая определяет электростатические поля в канале, ионизацию и излучение рабочего вещества; кроме того, наличие достаточно большого «сквозного» электронного потока от катода к аноду заметно влияет на величину к. п. д. УЗДП.

Подробные исследования с помощью оптических и зондовых методов функции распределения электронов в УЗДП показали [13], что, за исключением области ионизации и зоны выхода из канала, ФРЭ является двугорбой. При этом «центр тяжести» ($\bar{\varepsilon}$) малоэнергичной части хорошо следит за напряженностью магнитного поля, т. е.

$$\frac{\bar{\varepsilon}}{B} = \text{const.} \quad (69)$$

Это обстоятельство легко объяснить, если принять, что перемещение этой группы электронов в канале происходит в виде дрейфа под действием низкочастотного «колебательного» азимутального поля E_θ со скоростью cE_θ/B . При таком дрейфе сохраняется поперечный адиабатический инвариант v_\perp^2/B , что ведет к зависимости (69). В пользу этой интерпретации говорят также прямые корреляционные измерения величины $\langle nE_\theta \rangle$, которые позволяют вычислять дрейфовый ток $j_{ez} = ec \langle \tilde{n}E_\theta \rangle / B$. В исследованных случаях он был порядка электронного тока, протекающего от среза канала к аноду. По-види-

тому, медленные электроны «заперты» в объеме канала дебаевскими слоями и не участвуют в пристеночной проводимости.

Анализ экспериментальных данных $f_e(r, v, z)$, проведенный в работах [13, 16], показал, что функция распределения малоэнергичных электронов в объеме канала хорошо аппроксимируется зависимостью (33), т. е. электронная компонента вращается как целое. Фактором, синхронизирующим вращение электронной компоненты, по-видимому, являются высокочастотные неустойчивости типа диокотронной [69].

Иной характер носят процессы, приводящие к образованию высокоэнергичного «горба» ФРЭ. Центр тяжести этой группы электронов до и после ионизации смещается в область больших энергий по мере приближения к аноду. В самой области ионизации происходит интенсивное перемешивание обеих групп электронов, что можно объяснить развитием интенсивных мелкомасштабных колебаний.

Появление быстрой группы электронов наиболее естественно объясняется наличием пристеночной проводимости (см. п. 2.2.). В работе [13] показано, что поток незапертых дебаевскими слоями быстрых электронов также в состоянии объяснить порядок величины «сквозного» тока в канале. Сейчас, к сожалению, нет выполненных с нужной точностью в одних и тех же условиях измерений составляющих электронного тока, обязанных соответственно колебаниям и пристеночной проводимости. Однако очевидно, что по мере подавления колебаний в УЗДП роль пристеночной проводимости будет возрастать. Этой проводимостью легко управлять, меняя шероховатость стенок, создав, например, продольные бороздки с глубиной больше толщины дебаевского слоя. Это позволяет резко увеличить поток электронов в сторону анода и одновременно понизить их температуру.

В каналах УЗДП наблюдаются различные виды колебаний. В порядке возрастания частоты они условно могут быть разбиты на следующие группы.

а) Ионизационно-акустические («контурные») — продольные колебания, имеющие, в зависимости от деталей устройства систем электропитания и газоподвода, частоту от единиц Гц до 10 кГц. Эти колебания связаны с неустойчивостью области ионизации и обычно реализуются в окрестности «носика» ВАХ [70].

б) «Азимутальные низкочастотные волны» («спицы») — возникают в канале при условии, что «нагруженность» магнитной силовой линии (см. п. 2.2.2.2) возрастает по длине канала [71].

$$\frac{\partial W}{\partial z} > 0, \quad W = \int \frac{ndl}{B}. \quad (70)$$

Этот критерий неустойчивости выполняется в режимах с неполной ионизацией (нижний участок вольт-амперной характе-

ристики), а также в системах со спадающим вдоль канала магнитным полем. Характерные частоты вращения спиц, пронизывающих весь канал от анода до среза, $\sim 10 \div 30$ кГц.

Критерий (70) может выполняться локально. Так, за срезом канала магнитное поле спадает и здесь появляется система нескольких вращающихся спиц. Благоприятные возможности для выполнения критерия (70) имеются и в зоне ионизации. Поэтому даже при уходе с «горизонтального» участка ВАХ на «вертикальный» очень часто азимутальная волна прослеживается вблизи зоны ионизации.

в) «Пролетно-диссипативные» («пролетные») колебания. В зоне ускорения на «вертикальном» участке ВАХ наблюдаются полиморфные колебания с частотами $\sim 50 \div 200$ кГц [71]. Эти колебания бывают обычно нерегулярными и зависят от большого числа плохо контролируемых факторов. По-видимому, чаще всего наблюдаются квазипродольные разновидности. Эти разновидности колебаний находятся в качественном соответствии с численной моделью, описанной на стр. 211. Скорее всего, именно пролетные колебания ответственны за дрейф к аноду медленных «запертых» электронов.

г) В области частот $1 \div 30$ МГц наблюдаются «электронно-дрейфовые» волны, которые отличаются своей регулярностью и в спектре которых обычно видно много (≥ 5) четко выраженных гармоник [72].

д) Наконец, в области частот > 100 МГц наблюдаются СВЧ-колебания, приводящие к излучению СВЧ-волн в диапазоне ленгмюровских и ларморовских частот [69].

Исследования процессов в УЗДП численными методами были отмечены выше. Некоторые аналитические модели процессов в УЗДП изложены в [73].

Известен ряд разновидностей УЗДП. Кроме описанной выше «канонической» однолинзовой каналовой схемы следует

отметить получивший большое распространение в технологических установках «магнетронный источник» (рис. 22), [74], а также многолинзовые ускорители, предложенные А. И. Морозовым с сотрудниками [75]. На многолинзовых ускорителях были получены потоки ионов с энергией $\sim 1 \div 3$ кэВ и эквивалентным током ~ 3 кА.

В целом, достоинствами УЗДП являются: простота устройства, высокие характеристики в области среднего

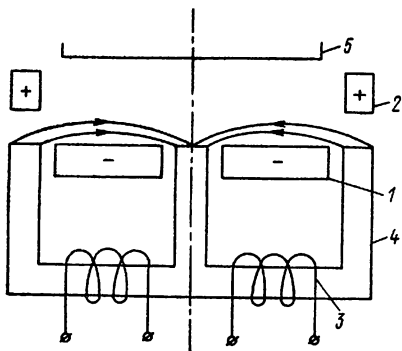


Рис. 22. Магнетронный источник:

1 — распыляемый катод; 2 — анод; 3 — катушка намагничивания; 4 — магнитный сердечник; 5 — напыляемая деталь

диапазона энергий ионов (50÷1000 эВ), высокие регулировочные характеристики, большой ресурс. Соответствующим образом оптимизированные УЗДП зарекомендовали себя как отличные электрореактивные двигатели. В настоящее время УЗДП находят также применение в вакуумной ионно-плазменной технологии.

3.1.5. Импульсные плазменные ускорители (ИПУ)

В задачу данного обзора не входит рассмотрение импульсных плазмодинамических систем. Однако обойти импульсные плазменные ускорители (ИПУ) практически невозможно по нескольким причинам.

Во-первых, это были первые, в современном смысле слова, плазменные ускорители. Во-вторых, исследования физических процессов в ИПУ сыграли заметную роль в разработке современной плазмодинамики и методов диагностики. В третьих, к ИПУ тесно примыкают некоторые квазистационарные плазменные ускорители и их сопоставление оказывается весьма полезным для понимания физических процессов.

Существуют хорошие и весьма полные обзоры работ по ИПУ. Среди них следует отметить [76]. Поэтому здесь мы коротко отметим только те особенности ИПУ, которые нам потребуются в последующем изложении.

Первым плазменным ускорителем с большим правом может быть назван так называемый «пуговичный источник» Бостика (1956 г.) [77], который работал на продуктах эрозии диэлектрика и электродов. При инжекции «плазмоидов» в вакуум их скорость приближалась к 10^7 см/с.

Однако подлинное развитие ИПУ получили после работы Л. А. Арцимовича с сотрудниками [78], изучавших ими же предложенный «рельсотрон» с собственным магнитным полем, и последующей за ними серии работ С. Ю. Лукьянова, И. М. Подгорного, И. Ф. Кварцхавы [79] с сотрудниками и Д. Маршалла, предложивших «коаксиальную пушку» [80] (рис. 23). Как и в рельсотроне, в коаксиальных пушках ускорение плазменного ступка идет под действием собственного магнитного поля

$$F_z = \frac{1}{c} j_r B_\theta.$$

Наряду с электродными ИПУ были предложены индуктивные ускорители*. Однако ниже речь будет только об электродных ПУ.

Процессы в реальном ИПУ трехмерны (в лучшем случае — двумерны) в пространстве и нестационарны, поэтому их строгий анализ сильно затруднен. Для инженерных расчетов интеграль-

* Одним из первых вариантов ПУ еще до Бостика предлагались стационарные ПУ с бегущей волной, но они не получили распространения из-за малой эффективности.

ных характеристик ИПУ удовлетворительной оказывается так называемая электродинамическая модель ИПУ, сформулированная впервые для внешних магнитных полей в [81], а для собственных магнитных полей — в [78]. В этой модели плазменный сгусток рассматривается как твердая перемычка, уско-

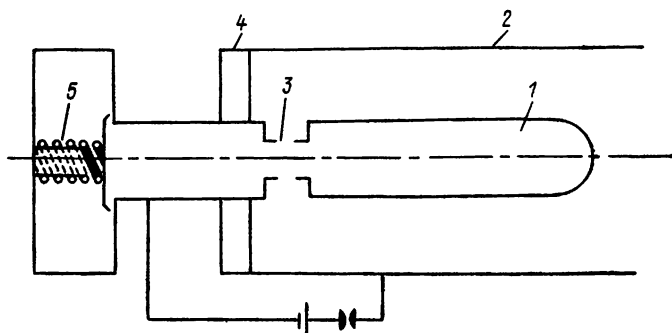


Рис. 23. Схема коаксиального импульсного плазменного ускорителя (плазменной «пушки»):

1 — внутренний электрод; 2 — наружный электрод; 3 — отверстия для напуска газа; 4 — изолятор; 5 — привод клапана

ряемая амперовой силой. Однако возможности такой модели очень ограничены. Попытка установить связь между параметрами плазмы в рамках одномерной МГД-модели и параметрами внешней цепи ИПУ была сделана в [82]. Ускорение в ИПУ в двумерном МГД-приближении рассмотрено в [83] и наиболее полно — в [84] (учтена внешняя цепь ИПУ, вынос токов, теплопроводность электронов и ионов, джоулев нагрев, тормозное излучение, обмен энергией между компонентами). Расчет показывает, что образуется токовый слой, через который проходит весь разрядный ток, возбуждающий впереди себя ударную волну. Он непрозрачен для частиц и движется, сгребая газ перед собой. Вместе с ударной волной токовый слой вовлекает в движение весь газ, распределенный по длине системы. Эта модель, получившая название «снежного плуга», хорошо соответствует экспериментам на ИПУ с большой начальной плотностью газа ($>10^{16}$ см⁻³) и равномерным его начальным распределением по длине системы. Но при малых начальных плотностях ($<10^{16}$ см⁻³) и импульсном напуске газа при наличии газового фронта к моменту разряда картина получается другой [85, 86]: токовый слой становится «прозрачным» и за ним остается плазма с плотностью, равной начальной плотности газа; ударной волны перед токовым слоем не образуется и разряд носит диффузный характер, т. е. размазан вдоль электродов. Этот режим обязан развитию аномальных процессов. Его характерным признаком является наличие очень быстрого, но с небольшим числом частиц «форсгустка»

плазмы, в котором энергия частиц достигает $10^4 \div 10^5$ эВ, и основного, значительно более медленного, сгустка. За ними тянется малоэнергичный грязный «хвост». Подробно этот вопрос изложен в обзоре [76].

В настоящее время существуют ИПУ с энерговкладом от единиц джоулей до мегаджоулей. Получены скорости сгустков до 10^8 см/с и выше [163, 164].

При исследовании газовых ИПУ было обращено внимание на то, что при уменьшении подачи рабочего вещества ниже некоторого уровня характеристики разряда почти переставали от нее зависеть. Создавалось впечатление, что разряд «добирает» сам недостающее ему вещество путем эрозии электродов и изолятора*. Это явление было использовано А. М. Андриановым [87] с сотрудниками, создавшими так называемые эрозионные ИПУ (рис. 24), в которых разряд скользит вдоль поверхности диэлектрической (обычно фтороводородной) шайбы, испаряя каждый раз нужное ему количество вещества.

Эрозионным ИПУ посвящено большое число исследований. Двумерный нестационарный расчет процессов в эрозионном ИПУ, хорошо согласующийся с экспериментом, содержится в [88]. Позднее были разработаны ИПУ с эрозией электродов [89].

Маломощные эрозионные ИПУ, несмотря на низкий к. п. д. ускорения, оказались очень удобными электрореактивными двигателями. В настоящее время импульсные плазменные ускорители, как газовые, так и эрозионные, находят самое различное применение в науке и технике.

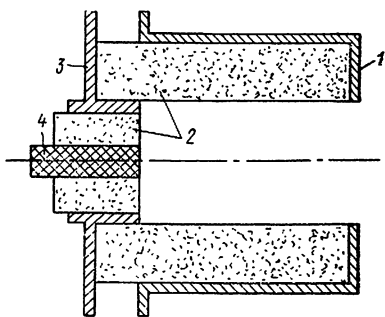


Рис. 24. Схема эрозионного плазменного ускорителя:

1 — анод; 2 — диэлектрик; 3 — катод;
4 — поджигающее устройство

3.1.6. Коаксиальные стационарные плазменные ускорители (КПУ) и магнитоплазменные компрессоры (МПК)

Впервые идея стационарного аналога коаксиальной пушки была высказана А. И. Морозовым в 1959 году. Эта идея легла в основу многолетних экспериментальных исследований, которые проводились в группе Г. Я. Щепкина и А. И. Морозова [53, 90—94], а затем и в других коллективах.

Коаксиальные стационарные плазменные ускорители (КПУ) являются сильноточными системами и, чтобы избежать боль-

* Здесь прослеживается аналогия с работой источника Бостика.

ших тепловых нагрузок, работают относительно короткими импульсами ($\sim 1 \div 10$ мс), которые, однако, существенно больше пролетного времени (~ 10 мкс). Конструктивно КПУ состоят из двух медных профилированных электродов, разделенных изолятором, через отверстие в котором в межэлектродный зазор подается рабочий газ (рис. 25). Источником электропитания

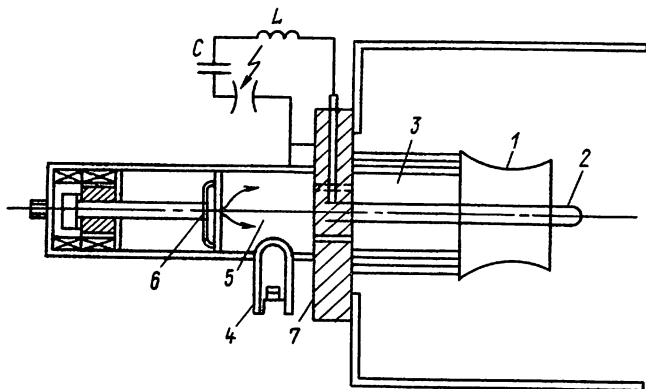


Рис. 25. Схема квазистационарного газового КПУ:

1 — анод; 2 — катод; 3 — форобъем; 4 — датчик давления; 5 — газораспределитель; 6 — клапан; 7 — фланец

КПУ служила конденсаторная батарея с затягивающей индуктивностью, которая позволяла в течение указанных выше времен получать импульсы тока до 100 кА. Характерные напряжения на электродах при работе на воздухе (азоте) были $\sim 200 \div 300$ В, а на водороде $\sim 10^3$ В. Рабочее вещество (азот, водород), поступающее в канал, ионизировалось недалеко от изолятора и под действием амперовой силы, вызванной радиальной составляющей тока и собственным азимутальным магнитным полем, ускорялось вдоль канала.

Скорость истечения из КПУ в рассматриваемой модели определяется формулой (47а). Для анализа работы КПУ полезны простые интегральные зависимости, которые должны выполняться в «расчетном режиме». Прежде всего, если ускорение обязано амперовой силе, импульс, уносимый струей в единицу времени («тяга КПУ»), должен быть равен

$$F = \int \frac{B^2}{8\pi} n_z^0 dS = \dot{m} v_M = \theta \cdot 10^{-2} I_p^2. \quad (71)$$

Здесь n^0 — единичный вектор внутренней нормали к поверхности, ограничивающей объем, занятый ускоряемой плазмой; $\theta \sim 1$ — безразмерный коэффициент. Тяга F выражена в динах, m — в г/с, I_p — в амперах. Из (71) следует выражение для скорости истечения

$$v_M = \frac{F}{\dot{m}} = \frac{10^{-2}\theta I_p^2}{\dot{m}}. \quad (72)$$

Учитывая закон сохранения энергии $\eta U_p I_p = F v_M / 2$, где η — к. п. д., получаем выражения для напряжения между электродами в вольтах

$$U_p = \frac{\theta^2}{2\eta} \cdot 10^{-11} \frac{I_p^3}{\dot{m}}. \quad (73)$$

Полагая разрядный ток $I_p = 50$ кА, средний радиус канала $R_{cp} = 5$ см, плотность ионов водорода после ионизации 10^{16} см⁻³, получим магнитное поле на входе $2 \cdot 10^3$ Гс и по формуле (47а) скорости истечения на азоте $\sim 2,5 \cdot 10^6$ см/с, а на водороде $\sim 10^7$ см/с. Полагая $\theta = 1$, находим по формуле (72) секундные расходы азота ~ 10 г/с и водорода $\sim 2,5$ г/с. Этим параметрам, как следует из (73) при $\eta = 0,5$, соответствуют разрядные напряжения (точнее, противоз. д. с.): $U_p = 120$ В на азоте, $U_p = 500$ В на водороде. Наконец, отметим, что параметры обмена указанных режимов были соответственно 0,7 (N₂), 0,2 (H₂).

Таким образом, весьма скромная по масштабам система способна ускорить плазму до больших скоростей.

Однако уже первые эксперименты показали (1960 г.), что, хотя интегральные параметры разумно согласуются с оценками, тем не менее, наблюдаемая картина течения существенно отличается от первоначальных представлений. Первое, что обращало на себя внимание при осмотре медных электродов после разряда, так это характер их эрозии. Если на катоде были видны типичные «елочки», обязанные катодным пятнам, то на аноде наблюдались мощные следы эрозии, о которых уже говорилось выше в п. 2.3.10.

Далее, магнитные измерения показали, что помимо радиальной составляющей электрического тока в канале и на выходе наблюдается большая продольная составляющая, так что значительная часть тока выносится за срез ускорителя (так называемые токи выноса) и замыкается далее на выходной кромке анода или даже на его наружной стороне (если анод находится снаружи), вызывая мощную эрозию (рис. 26а) анода. Этот продольный электрический ток, взаимодействуя с собственным магнитным полем, создает радиальную амперову силу, прижимающую плазму к катоду системы. Распределение потенциала в канале оказалось резко неоднородным по радиусу (рис. 26б). Вблизи анода наблюдался узкий (толщиной меньше диаметра (5 мм) зонда) прианодный слой, в котором сосредоточена значительная часть (до двух третей) разрядного напряжения. При работе на азоте скорость истечения не удалось поднять выше $3 \cdot 10^6$ см/с, поскольку и увеличение напряжения на разряде и уменьшение подачи газа вели к росту прианодного скачка потенциала и большей эрозии анода.

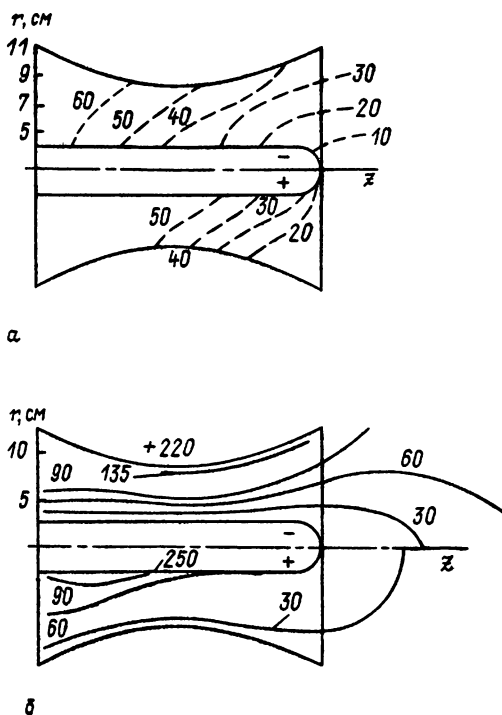


Рис. 26. Экспериментально снятые топограммы КПУ (две полярности):

а) линии электрического тока (указан ток в кА); б) эквипотенциали (указан потенциал в В)

Вольт-амперные характеристики $U_p(I_p)$, снятые при постоянной подаче газоразрядного рабочего вещества, оказались на азоте линейными, а на водороде при некотором разрядном токе наблюдался очень крутой рост напряжения. Электронная температура оказалась всюду удивительно постоянной ($2 \div 2,5$ эВ), что хорошо объясняется ролью радиационных процессов.

Причин несоответствия теории и эксперимента было несколько, но основной оказался неучет эффекта Холла, т. е. существенного различия динамики электронов и ионов. Мы видели в п. 2.3, что при больших магнитных числах Рейнольдса, $R_m \gg 1$, эквипотенциали электрического поля в хорошо проводящей плазме весьма жестко связаны с траекториями направленного движения электронной компоненты. Поэтому при наличии электронного токопереноса, характерного для КПУ со сплошными электродами, как показывает эпюра (рис. 7), нельзя осуществить непрерывной сшивки эквипотенциальных электродов с эквипотенциалами в объеме ускоряемой плазмы. В ре-

зультате вблизи анода, где электроны в основном дрейфуют вдоль его поверхности, образуется дрейфовый пограничный слой (см. п. 2.3) с большой разностью потенциалов в закритическом режиме. Естественно, что этот слой может «взрываться» [95], что и приводит к разрушению анода.

Казалось бы, можно было ожидать появления мощного дрейфа («скольжения») электронов не только вдоль анода, но и вдоль катода. Однако это не наблюдается. Главным фактором, ответственным за это, является наличие в объеме канала продольных токов, обязанных эффекту Холла (ср. с рис. 26а), благодаря которым плазма прижимается к катоду, тогда как около анода происходит обратный процесс, и при некотором разрядном токе здесь происходит «кризис», обязанный тому, что плотность разрядного тока становится больше хаотической (см. п. 2.3). Эта модель подтверждается и критерием «кризиса тока» [96, 97]: $I_p^2/m > \text{const}$.

Несоответствие экспериментальных вольт-амперных зависимостей предсказаниям теории (73) объясняется, с одной стороны, наличием мощных прианодных слоев при работе в закритическом режиме, а с другой стороны — неконтролируемой эрозией материала, эффективно увеличивающей массовый расход.

Следующим важным классом явлений, обнаруженным при экспериментальном исследовании КПУ, были процессы в зоне ионизации рабочего вещества. Оказалось, что зона ионизации в КПУ (рабочее вещество азот, водород, $I_p \sim 30 \div 100$ кА) — сравнительно тонкая (~ 1 мм) и неустойчивая. Наблюдались две формы неустойчивости. Одна из них — «спиновая», характеризовалась образованием «излома-спицы» на фронте ионизации, который вращается с постоянной угловой скоростью, «соstrугивая» нейтральный газ [98]. Другая форма неустойчивости — продольные колебания фронта ионизации. С последними согласуются численные расчеты течений ионизирующегося газа в каналах, о которых говорилось в п. 2.3.6.

Неустойчивость фронта ионизации похожа на изучавшиеся ранее в газодинамике неустойчивости фронта горения, и, в особенности, детонационной волны (детонационный спин). Теория ионизационных фронтов была развита в работах [97, 27].

Отметим, что КПУ с электронным токопереносом в «закритических режимах» в силу отмеченных обстоятельств в настоящее время не используются.

Для того чтобы избавиться от отрицательных последствий электронного токопереноса, А. И. Морозовым и сотрудниками была выдвинута идея организации ионного токопереноса*. Для этого необходимо организовать подачу части ионов через анод и их прием на катоде. Во избежание больших энергетических

* Простейшие схемы КПУ без эрозии анода, в которых, как впоследствии выяснилось, «работал» ионный токоперенос, были найдены экспериментально [99].

потерь и тепловых перегрузок это выгодно делать при $\xi \leq 0,1$. Для этой цели анод (внешний электрод) КПУ был выполнен в виде отдельных стержней, сквозь которые может проходить плазма. Заанодная плазма, служащая источником ионов для ионного токопереноса, образуется путем ионизации газа токами выноса. Этот газ накапливается, в частности, в течение времени между срабатыванием клапана и поджигом разряда. Переход на стержневые электроды практически полностью устранил эрозию анода.

Во всех указанных экспериментах на оси за срезом КПУ образовывалась ярко светящаяся струя — область компрессии, в которой плотность плазмы и температура были значительно выше, чем в окружающих областях потока.

Интенсивность компрессии резко возрастает, если профилировать не анод, а катод, т. е. если использовать широкий центральный электрод, достаточно плавно сужающийся к концу. КПУ с такими электродами были названы магнитоплазменными компрессорами (МПК). На рис. 27а изображена первая модель МПК, на которой А. К. Виноградова, П. Е. Ковров и А. И. Морозов впервые наблюдали компрессионное течение с большой степенью сжатия [100]. Внешний вид области компрессии изображен на рис. 27б. В последующем были получены режи-

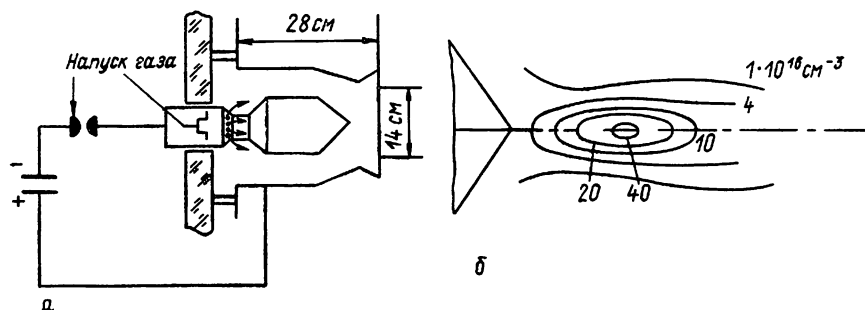


Рис. 27. Магнитоплазменный компрессор (МПК):

а) схема первого МПК, б) распределение плотности в области компрессии по данным интерферометрии

мы со степенью сжатия на азоте (воздухе) ~ 400 и на водороде ~ 80 . Максимальные электронные температуры в области компрессии при работе на техническом водороде были на уровне $\sim 10 \div 15$ эВ, что в большой степени определяется наличием примесей. При учете радиационных потерь наблюдаемые значения степеней сжатия разумно согласуются с формулой (48). В последующем область компрессии изучалась различными группами (см. сл. п.).

Детально экспериментально [99] и теоретически [28, 29] изучалась динамика примесей в каналах МПК. Было показано, что в соответствии с теорией (см. п. 2.3) более тяжелые ионы

сосредотачиваются у катода, а более легкие — у анода. Поэтому, если, как это имеет место в действительности, катодом служит центральный электрод, то примесь, более тяжелая, чем водород, должна попадать в область компрессии и ухудшать параметры плазмы в этой зоне. Для уменьшения поступления примесей в область компрессии в катоде делается осевое отверстие (дивертор), сквозь которое прилетающие к катоду ионы примеси отсасывались под действием сил давления со стороны области компрессии. Эксперименты подтвердили возможность снижения содержания примеси в области компрессии за счет дивертора.

Наряду с КПУ и МПК, работающими на газообразных рабочих веществах, большой объем исследований был выполнен над эрозионными системами [154—156]. В этих ускорителях рабочим веществом являются продукты эрозии диэлектриков, разделяющих электроды. Такие системы представляют особый интерес для лазерной техники.

Заканчивая обзор существующего состояния работ по КПУ и МПК, отметим, что достижение высоких скоростей истечения ($>10^7$ см/с) на этих установках невозможно без тщательной организации течения в канале ПУ. Это предполагает как решение приэлектродных проблем, так и проблем, связанных с зоной ионизации.

3.1.7. Торцевые сильноточные ускорители (ТСУ)

Выше уже говорилось о том, что в процессе ускорения в коаксиальных системах плазма под воздействием радиальной амперовой силы, обязанной продольному току, прижимается к катоду ПУ. В связи с этим А. А. Поротниковым [55] была предложена в начале 60-х годов модификация коаксиальных ПУ, в которой центральный электрод—катод, как и в плазмотронах, делается укороченным. ПУ указанного типа (рис. 28 а, б)

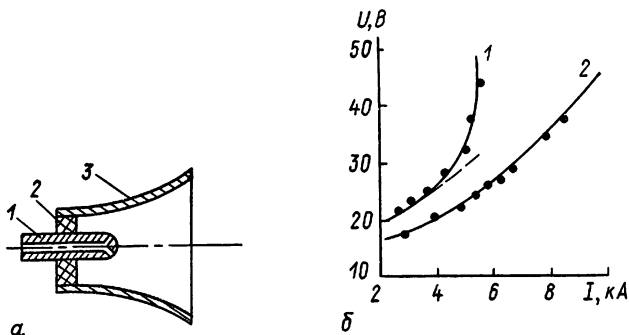


Рис. 28. Торцевой сильноточный ускоритель (ТСУ):

а) схема ТСУ: 1 — катод; 2 — изолятор; 3 — анод; б) вольт-амперные характеристики ТСУ, цифры расположены в порядке возрастания массового расхода

получили название сильноточных торцевых. Впервые систематические исследования влияния собственного магнитного поля на динамику плазмы в сильноточных коаксиальных дугах начал Меккер [101].

Подача рабочего вещества в ТСУ может производиться через изолятор, разделяющий электроды, и даже со стороны анода, но наиболее распространена схема, при которой рабочее вещество (обычно щелочной металл) поступает сквозь вольфрамовый катод, набранный из отдельных проволок и являющийся, по сути, многополостным полым катодом. Здесь металлическое рабочее вещество испаряется и затем, на выходе из катода, ионизуется. В ТСУ магнитное поле — азимутальное и создается током разряда. Характерные параметры ТСУ: напряжение $\sim 30 \div 100$ В, ток разряда $\sim 10^3 \div 10^4$ А, расход рабочего вещества $\sim 10^{-2} \div 1$ г/с. Были получены скорости истечения до $5 \cdot 10^6$ см/с.

Первоначально интерес к ТСУ возник около 25 лет тому назад в связи с разработкой мощных ПУ, способных работать от источников низкого напряжения. Затем интерес к ТСУ снизился в связи с обнаружившимся принципиальным пороком: появлением при больших скоростях истечения «кризиса тока» [55], что приводило к возникновению сильных прианодных скачков потенциала и привязок, разрушающих анод, которые впервые были обнаружены на КПУ. Критерий кризиса тока в интегральной форме $I^2/m > \text{const}$ означает ограничение на достижимую скорость истечения (см. (72)), ВАХ круто загибается вверх (рис. 286), в прианодной зоне возникают интенсивные колебания, распространяющиеся при увеличении разрядного напряжения вглубь ТСУ. Преодолеть или обойти кризис по току в ТСУ пока не удалось, и будущее такой системы в области больших скоростей истечения не ясно, хотя возможность широкого использования ТСУ при относительно небольших скоростях истечения ($\sim 10 \div 30$ км/с) не вызывает сомнений.

3.1.8. Торцевые холловские ускорители (ТХУ) [102, 103]

Ускорители этого типа у нас называют торцевыми холловскими, а за рубежом — магнитоплазменными (МРД). Они были предложены А. А. Поротниковым и И. Н. Острцовым [102] и представляют собой ТСУ с наложенным внешним полоидальным полем (рис. 29). Конструктивно они предельно близки к дуговым плазматронам с внешним магнитным полем. Но если в плазматронах внешнее поле накладывается для того, чтобы заставить перемещаться дуговые пятна на электродах, то в ТХУ его назначение другое: оно способствует ускорению плазмы.

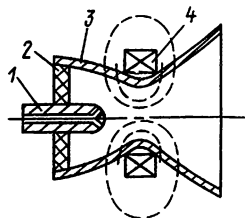


Рис. 29. Схема торцевого холловского ускорителя (ТХУ):
1 — катод; 2 — изолятор; 3 — анод; 4 — катушка магнитного поля

Эти ПУ могут работать при существенно меньших уровнях мощности, нежели ТСУ. Основным ускоряющим фактором является амперова сила взаимодействия азимутального холловского тока с радиальной компонентой внешнего магнитного поля. За счет взаимодействия компонент разрядного тока с внешним магнитным полем плазма также закручивается. Далее, двигаясь в продольном расширяющемся магнитном поле, плазма добавочно ускоряется за счет преобразования вращательного движения в поступательное. Наконец, в приосевой области ТХУ превалирует ускорение за счет градиента электронного давления. На языке микроскопических механизмов ускорения имеем E -ускорение в форсированных режимах и «электронный ветер» в условиях аномального сопротивления, вызванного рассеянием электронов на флуктуациях электрического поля. Экспериментальное исследование электромагнитных сил, действующих на плазму в ТХУ, описано в [62]. Характерные разрядные токи в ТХУ лежат в диапазоне $10 \text{ A} < I < 10^3 \text{ A}$, напряжения $\sim 30 \div 150 \text{ В}$. Скорости истечения составляют несколько десятков км/с, к. п. д. у ТХУ сравнительно низкий.

Если в КПУ и ТСУ интегральным параметром, определяющим качественную перестройку процессов, служит отношение I^2/m , то в ТХУ его аналогом является комплекс IB/m . Переход в турбулентный режим происходит при увеличении параметра IB/m , он также сопровождается кризисом по току, увеличением напряжения на разряде и интенсивным нагревом плазмы [104]. Наибольшее распространение получили ТХУ с холодным эрозийным катодом в качестве генераторов ускоренной металлической плазмы для технологических задач.

3.2. Плазмооптика

По-видимому, простейшая плазмодинамическая система — это поток немагнитных ионов с малым разбросом скоростей, объемный заряд которых компенсирован электронами. Такие плазменные потоки часто называют компенсированными

ионными пучками (КИП). Раздел физики плазмы, который изучает динамику КИП в электромагнитных полях, называют плазмооптикой [105], если столкновениями ионов между собой, а также с другими частицами можно пренебречь и если электронная температура T_e много меньше средней кинетической энергии ионов: $T_e \ll M\langle v^2 \rangle / 2$.

В настоящее время наиболее подробно изучены плазмооптические системы с внешними магнитными полями, в которых роль собственного магнитного поля движущихся частиц пренебрежимо мала.

Выбор названия для рассматриваемого класса явлений объясняется тем, что здесь приходится, главным образом, решать те же самые проблемы «фокусировки», что и в обычной («классической», «вакуумной») ионной оптике некомпенсированных редких потоков или в ленгмюровской («пирсовой») оптике, имеющей дело с плотными пучками частиц одного знака. В плазмооптике также необходимо фокусировать (например, сепарировать по энергиям ионный поток), но при этом, в отличие от классических оптик, не должна нарушаться квазинейтральность потока, что во многих случаях требует существенного пересмотра классических схем. Однако существуют системы, которые в первом приближении работают как в вакуумном режиме, так и в режиме КИП. Такие системы были названы «транзитивными» [6]. Впервые излагаемые ниже принципы плазмооптики в общем виде были сформулированы А. И. Морозовым в работе [105]. Среди предшествовавших работ следует отметить работу Д. Габора [106]*.

Основу плазмооптики составляет явление эквипотенциализации магнитных силовых линий, о котором говорилось в п. 2.2. Уравнение

$$\Phi = \Phi(\gamma) \quad (74)$$

играет в плазмооптике при $T_e = 0$ ту же роль, что и уравнение Лапласа $\Delta\Phi = 0$ в вакуумной ионной оптике. Можно сказать, что плазмооптика при $T_e = 0$ — это корпускулярная оптика систем с эквипотенциальными магнитными силовыми линиями.

Выбирая различную геометрию магнитного поля и разные виды зависимостей $\Phi(\gamma)$, можно создавать в объеме электрические поля самой различной структуры. Напомним, что поверхности $\Phi = \text{const}$ — это магнитные поверхности, вдоль которых происходит дрейф электронов. Если учесть ∇p_e , то в случае $T_e = T_e(\gamma)$ вместо (74) надо использовать термализованный потенциал (17).

Ниже рассмотрим подробно только работы, посвященные так называемой плазменной линзе. Большое число возможных плазмооптических систем было описано в обзоре [6]; сюда от-

* Подробнее см. п. 3.2.2.

носятся энергоанализаторы, масс-сепараторы, рекуператоры и т. д. Некоторые другие разработки мы упомянем в следующей главе.

3.2.1. Принцип плазменной линзы

Для того чтобы представить себе наглядно физические следствия, вытекающие из уравнения (74), рассмотрим сначала тонкую магнитную осевую* линзу, которая представляет собой кольцо радиуса R , по которому пропущен электрический ток I . Силовые линии этой линзы изображены на рис. 30а. Ее фокусное расстояние определяется формулой [107]

$$\frac{1}{F_B} = \frac{3\pi^3}{16} \frac{e^2}{Mc^2} \frac{I^2}{\epsilon c^2 R} \quad (75)$$

Здесь $\epsilon = Mv^2/2$ — энергия ионов. Это же кольцо можно превратить в электростатическую (вакуумную) линзу, подав на него потенциал U . Возникающая картина эквипотенциалей изображена на рис. 30б. Характерная особенность движения частиц в этом поле та, что на одних участках они отклоняются к оси,

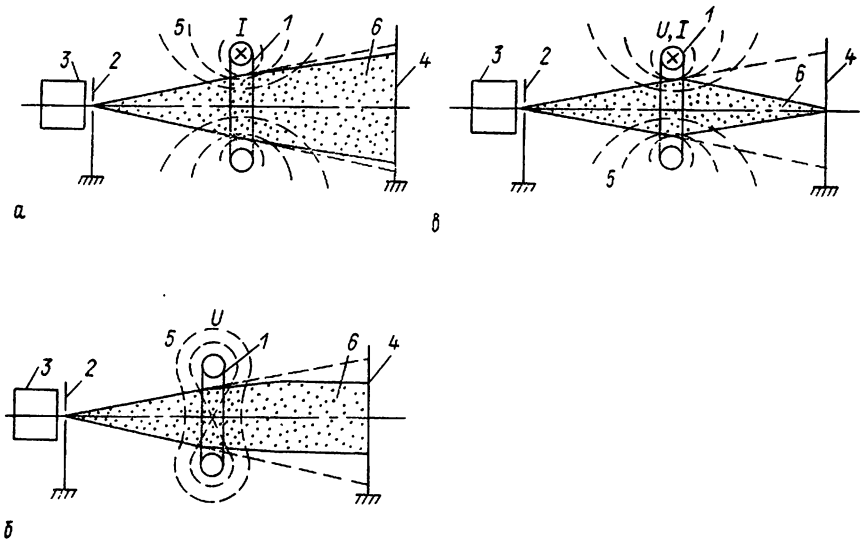


Рис. 30. Тонкие линзы:

а) магнитная линза (1 — кольцо с током; 2 — выходная диафрагма источника; 3 — ионный источник; 4 — экран; 5 — магнитные силовые линии; 6 — пучок); б) электростатическая вакуумная линза (1 — кольцо с поданным на него потенциалом; 2 — диафрагма; 3 — ионный источник; 4 — экран; 5 — эквипотенциали; 6 — пучок); в) плазменная линза (1 — заряженное кольцо с током; 2 — диафрагма; 3 — ионный источник; 4 — экран; 5 — эквипотенциальные магнитные силовые линии; 6 — пучок)

* На оси которой нет твердых элементов; в противном случае линза называется кольцевой.

а на других от оси. В результате фокусное расстояние такой линзы оказывается квадратичным по U и выражается формулой

$$\frac{1}{F_E} = \frac{3e^2}{16\epsilon^2} \frac{\pi U^2}{8R} \quad (76)$$

Пропорциональность F_E квадрату U означает, что независимо от знака поданного потенциала линза будет собирающей. Если теперь подать в кольцо ток и в то же время сообщить ему потенциал, то в вакуумном случае качественно ничего не изменится в том смысле, что фокусирующее действие магнитного и электрического полей сложатся и общее фокусное расстояние будет равно

$$F = \frac{F_E \cdot F_B}{F_E + F_B}.$$

Однако ситуация будет качественно иной (Д. Габор [106], А. И. Морозов и С. В. Лебедев [6]), если вблизи линзы находится достаточно мощный источник электронов, например КИП. В этом случае в объеме линзы благодаря высокой подвижности электронов произойдет перестройка электрического поля в соответствии с условием эквипотенциализации магнитных силовых линий. Возникающая при этом картина электрического поля изображена на рис. 30в. В этом случае электрическое поле, в зависимости от знака поданного потенциала, направлено либо к оси, либо от нее. Получившаяся линза может, в отличие от своего вакуумного аналога как фокусировать, так и рассеивать ионный пучок. Более того, ее преломляющая способность оказывается несравненно большей, чем у вакуумной линзы

$$\frac{1}{F_{пл}} = \frac{2U}{\epsilon} \frac{\theta}{R}, \quad \theta \sim 1. \quad (77)$$

Об эффективности такой линзы можно судить по такому примеру. Пусть фокусируются ионы аргона с энергией 10 кэВ, тогда фокусные расстояния, найденные соответственно с помощью формул (76, 77), будут соответственно равны: $F_B \sim 10^4$ см, $F_E \sim 10^3$ см, $F_{пл} \sim 20$ см.

Эксперименты, выполненные многими коллективами (см. ниже), подтвердили приведенные рассуждения и формулу (77).

3.2.2. Некоторые общие вопросы теории плазмооптических систем (ПОС)

3.2.2.1. О квазинейтральности

Условие эквипотенциальности магнитных силовых линий было получено в п. 2.2.2.1 из закона Ома, т. е. уравнения динамики электронной компоненты. Поэтому оно никак не связано непосредственно с условием квазинейтральности. Аналогично вы-

ражение для термализованности потенциала в гидродинамическом приближении или в кинетических моделях выводится только из уравнений для электронной компоненты.

Квазинейтральность выступает только в тот момент, когда в формулах для термализованного потенциала, в которые входят плотность электронной компоненты n_e , полагается $n_i = n_e = n$.

Однако для эквипотенциализации магнитных силовых линий должен иметься достаточно мощный источник электронов, способный «зарядить» магнитные силовые линии.

В настоящее время многие линзы работают не в квазинейтральном режиме, а в режиме объемного заряда. Поэтому их часто так и называют — в особенности в зарубежной литературе — «линзами с объемным зарядом» или «габоровскими линзами», поскольку Д. Габор рассматривал именно фокусировку ионов в неквазинейтральном облаке электронов, удерживаемом соленоидальным магнитным полем. В такой цилиндрической линзе $E \sim r$ — расстоянию от оси, а фокусное расстояние обратно пропорционально длине соленоида L . Формула (77) совпадает с формулой Д. Габора, если считать $L \sim R$. Всюду ниже мы будем называть линзу с эквипотенциальными магнитными силовыми линиями «плазменной линзой» независимо от того, является ее объем квазинейтральным или нет.

3.2.2.2. О транзитивности

Рассмотренная в п. 3.2.1. плазменная линза является нетранзитивной и поэтому ее магнитные силовые линии надо «заряжать». В то же время транзитивные ПОС «заряжать» не надо. Рассмотрим условия транзитивности в достаточно общем виде, предполагая, что $T_e \rightarrow 0$, а система обладает осевой симметрией. Прежде всего очевидно, что для транзитивности собственные магнитные поля КИП должны быть пренебрежимо малы. Поэтому полоидальное магнитное поле можно описывать функцией магнитного потока ψ , которая удовлетворяет «модифицированному уравнению Лапласа»

$$\Delta^* \psi = r \frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0. \quad (78)$$

В то же время потенциал Φ должен, с одной стороны, удовлетворять условию, которое в аксиально-симметричном случае можно записать в виде $\Phi = \Phi(\psi)$, а с другой — уравнению Лапласа (транзитивность)

$$\Delta \Phi = 0. \quad (79)$$

После подстановки (78) в (79) получим общее условие транзитивности

$$\Phi'' (\nabla \psi)^2 + \frac{2\Phi'}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} = 0. \quad (80)$$

Здесь штрихами обозначены производные по ψ . Уравнение (80) при $\Phi \neq 0$ имеет одно приближенное, но очень общее решение $\Phi = k\psi$, $r \rightarrow \infty$. Оно соответствует плоским полям. Точно же системе уравнений (78)—(80) удовлетворяют только два тривиальных случая:

однородное магнитное поле:

$$\dot{\psi} = -B_0 \frac{r^2}{2}; \quad \dot{\Phi} = -E_0 a \ln \frac{r}{a}$$

и радиальное магнитное поле

$$\dot{\psi} = -B_0 z a; \quad \dot{\Phi} = -E_0 z.$$

Если для транзитивных систем не требуется источников электронов, то характеристики нетранзитивных систем при данном потенциале на электродах устанавливаются лишь при плотности электронов в объеме, большей некоторой критической плотности ν , где $\Delta\Phi = -4\pi e\nu$. В случае, когда Φ линейно зависит от ψ , плотность частиц, образующих объемный заряд,

$$\nu = -\frac{1}{2\pi e r} \frac{\partial \Phi}{\partial r}. \quad (81)$$

По порядку величин выражение (81) эквивалентно оценке $\nu/n \sim (D/\Lambda)^2$. Здесь n — плотность пучка ионов, D — дебаевский радиус, рассчитанный по перепаду потенциала на линзе, Λ — характерный радиус пучка.

3.2.2.3. О богатстве вариантов плазменных и вакуумных корпускулярных оптических систем (КОС)

Магнитные поля и вакуумных и плазменных КОС являются в первом приближении безвихревыми, и поэтому «количество вариантов» магнитных конфигураций и там и там «одинаково».

Совсем иная ситуация с электрическим полем. В вакуумных КОС электростатическое поле определяется уравнением Лапласа, а в плазменных КОС при $T_e \rightarrow 0$ мы имеем вместо него условие эквипотенциальности $\Phi = \Phi(\gamma)$. Это условие значительно богаче, так как появляется возможность произвольно задавать потенциал «каждой» силовой линии, поставив на стенках рабочего объема плазменного КОС соответствующую мозаику электродов. Конечно, мозаику электродов можно создавать и в вакуумной КОС, однако в этом случае мелкошабные вариации потенциала в силу специфики решений уравнения Лапласа «затухнут» около стенок, тогда как в плазменном КОС они в силу (74) пронизывают весь объем ПОС.

Возможность управлять потенциалами силовых линий позволяет, например, устранить сферическую аберрацию «осе-

вых» плазменных линз (см. ниже), а в случае «кольцевых» плазменных линз устранить также хроматическую aberrацию.

Однако ПОС по сравнению с вакуумными КОС имеют свои «априорные» недостатки. Основными из них являются наличие шумов, возможность потери устойчивости, необходимость специальной техники для фиксации потенциала, возможность появления aberrаций при работе с асимметричными пучками, приводящих к нарушению дрейфа замагниченных электронов, возможность зажигания разряда на остаточном газе и т. д.

К сожалению, большинство из указанных «априорных недостатков» не были предметом специальных исследований и поэтому сейчас трудно что-нибудь сказать о связанных с ними реальных ограничениях и о путях их рационального преодоления.

3.2.2.4. О предельных плотностях КИП

Предельные плотности в ПОС в отсутствие неустойчивостей определяются перестройкой магнитной конфигурации за счет токов, текущих в объеме КИП. Это связано с тем, что в ПОС импульс ионов в конечном счете воспринимается магнитным полем. Поэтому ограничения на плотность КИП можно записать в виде:

$$n < \frac{B^2}{8\pi M v_{\perp}^2}, \quad (82a)$$

если фокусировка идет в направлении, перпендикулярной средней скорости потока, и в виде:

$$n < \frac{B^2}{16\pi M v_0 \delta v}, \quad (82b)$$

если происходит торможение или доускорение пучка. Здесь δv — изменение скорости частицы в ПОС.

3.2.3. Экспериментальные исследования плазменной линзы

Первые обстоятельные экспериментальные исследования плазменных линз были выполнены В. В. Жуковым, А. И. Морозовым, Г. Я. Щепкиным. Приведем основные результаты этих экспериментов, следуя [108].

Плазменная линза. На рис. 31 схематически показана линза, с помощью которой проведена большая часть описанных ниже экспериментальных исследований. Диаметр входной диафрагмы был 40 мм.

Результаты экспериментов. Исследования проводились при давлении в вакуумной камере $\sim 10^{-5}$ мм рт. ст. Поэтому при соответствующем затемнении от внешних засветок ионные пучки, как сфокусированные, так и несфокусированные, были от-

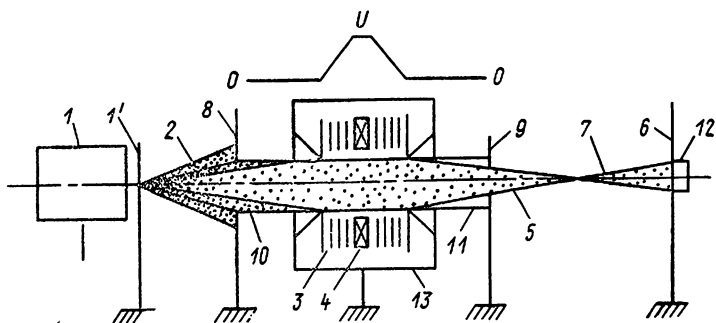


Рис. 31. Плазменная линза, исследованная В. В. Жуковым, А. И. Морозовым и Г. Я. Щепкиным:

1 — ионный источник; 1' — выходная диафрагма источника; 2 — ионный пучок; 3 — гребёнка электродов; 4 — катушка магнитного поля; 5 — сфокусированный ионный пучок; 6 — экран; 7 — кроссовер; 8 — входная диафрагма; 9 — выходная диафрагма; 10 — цилиндр вторичной электронной эмиссии; 11 — выходной цилиндр; 12 — цилиндр Фарадея; 13 — магнитопровод

четливо видны. След пучка можно было наблюдать и с помощью экрана, покрытого тонким слоем люминофора.

Все перечисленные наблюдения велись в следующих режимах: энергия ионов 8—10 кэВ, фокусирующий потенциал $0,8 \div 1,2$ кВ при линейном распределении по электродам 3, напряженность магнитного поля $100 \div 200$ Гс в центре катушки 4, ток на выходе линзы $0,5 \div 2$ мА. В опытах использовались однозарядные ионы аргона и гелия. Какой-либо разницы в фокусировке соответствующих пучков не замечалось.

В результате наблюдений обнаружены следующие факты:

1. Если в линзе выключены магнитное поле ($B=0$) и фокусирующий потенциал ($U=0$), то на выходе линзы виден конический расходящийся нефокусированный пучок ионов, ограниченный выходной диафрагмой линзы. То же наблюдается, если включено одно магнитное поле или одно электростатическое поле. Это, очевидно, объясняется слишком малой преломляющей силой электростатической ($B=0, U \neq 0$) и магнитной ($B \neq 0, U=0$) линз в соответствии с формулами (75), (76).

Если включить оба поля ($B \neq 0, U \neq 0$), то достаточно плотный плазменный пучок оказывается сфокусированным.

2. При постоянных значениях энергии ионов ϵ , фокусирующего потенциала U и магнитного поля B положение изображения b зависело от расстояния a между кроссовером пучка в ионном источнике и средней плоскостью линзы. Измеряя расстояние a и b , можно по формуле тонкой линзы $\frac{1}{F_3} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}$

определить «измеренное» фокусное расстояние линзы. Эксперименты показали, что отношения измеренного и рассчитанного по формуле (77) значений фокусных расстояний F_3/F_p для ионов аргона и гелия при токе пучка ионов на выходе линзы

1,2 мА и напряженности магнитного поля в центре линзы около 120 Гс в интервале ускоряющих напряжений 3÷8 кВ не выходят за пределы $1 \pm 0,1$, что указывает на хорошее согласие с теорией. Далее была измерена зависимость величины F_3 от ϵ . Как и следовало ожидать, в соответствии с формулой (77) получалась линейная зависимость. Проведенные исследования влияния тока ионного пучка на F_3 показали, что в исследованном диапазоне 0,1—130 мА величина ионного тока не влияет на фокусное расстояние.

3. Были выполнены зондовые измерения распределения потенциала в объеме при линейном распределении потенциала по кольцам 3. Они показали разумное согласие с принципом эквипотенциализации магнитных силовых линий.

4. Полученные экспериментальные результаты исследования распределения потенциала в объеме КИП, а также теоретические расчеты подсказали целесообразность изменения распределения потенциала на фиксирующих кольцах с целью устранения сферической аберрации. Оказалось, что, действительно, путем соответствующего подбора, распределения потенциала по кольцам можно существенно ослабить сферическую аберрацию [6].

Заметим, что найденное экспериментальным путем оптимальное распределение потенциала на электродах хорошо объясняется теорией [6].

5. Разрушение фокусировки при уменьшении напряженности магнитного поля было исследовано при $\epsilon=8$ кэВ, $U=1,2$ кВ, $I_i=0,8$ мА. Оказалось, что при $B < 120$ Гс наблюдался рост фокусного расстояния, тогда как при увеличении напряженности до 250 Гс оно оставалось неизменным. Это говорит о разрушении потенциального рельефа в линзе при $B < 120$ Гс.

Фокусировка ионных пучков разрушалась также, когда ток ионного пучка был слишком мал — масштаба десятков микроампер или меньше. При столь малых ионных токах, по-видимому, просто недоставало электронов для обеспечения эквипотенциализации магнитных силовых линий. Заметим, что и при токах ~ 10 мА линза работала в режиме объемного заряда.

6. Специальная проверка показала, что в исследованных режимах линза не вносила каких-либо добавочных колебаний в пучок.

О других работах по плазменной линзе. В настоящее время имеется порядка десятка публикаций по исследованию плазменных линз (см., например, [109, 110]). Надо сказать, что описанная в ряде работ картина заметно отличается от полученной в указанных выше экспериментах. Так, например, в работе И. С. Гасанова и др. [110] были обнаружены и исследованы довольно сильные колебания в линзе, которые отсутствовали в описанных выше экспериментах трех авторов. Наблюдались колебания и в работе [109].

Сейчас трудно дать однозначную интерпретацию указанным несоответствиям ввиду отсутствия сопоставимых экспериментов. Однако можно указать на некоторые особенности более поздних экспериментов. Так, работа [109] была выполнена с малоэнергичными ионами, не способными обеспечить на должном уровне вторичную электронную эмиссию. В большинстве работ наблюдалась ионизация остаточного газа в камере, что порождало в объеме линзы «посторонние» ионы. В ряде случаев использовалось неоптимальное магнитное поле, силовые линии которого уходили далеко от линзы и легко «теряли» свой потенциал и т. п.

Однако во всех случаях, когда линза работала — будь то в режиме «объемного заряда» или в квазинейтральном режиме — формула (77) выполнялась с хорошей точностью.

4. ПРИМЕНЕНИЕ ПЛАЗМОДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМ

4.1. Электрореактивные двигатели (ЭРД)

Согласно известной формуле Циолковского, конечная скорость v_k первоначально покоящегося космического аппарата (КА) связана со скоростью истечения реактивной струи u , массой КА на старте M_n и конечной массой M_k следующим образом:

$$v_k = u \ln(M_n/M_k).$$

Скорость истечения в обычных термохимических двигателях сравнительно невелика и не превышает 3–4 км/с. Слабая логарифмическая зависимость конечной скорости от соотношения начальной и конечной масс заставляет создавать поистине циклопические сооружения (например, ракета «Сатурн» имеет стартовую массу 2900 тонн).

Одним из путей преодоления «химического» барьера является переход на электрореактивную тягу [111, 112]: например, ионы водорода при прохождении разности потенциалов всего в 4 В приобретают скорость ~ 35 км/с. Эти соображения стимулировали начало работ по ЭРД в конце 50-х годов. В качестве основы были использованы ионные источники и плазменные ускорители, способные давать потоки со скоростями в десятки, сотни и тысячи км/с.

Но у термохимических реактивных двигателей есть одно существенное и неоспоримое достоинство: компоненты топлива являются одновременно и носителем энергии и ускоряемой массой. А для ЭРД принципиально необходим бортовой источник энергии. Поэтому ЭРД оказываются эффективными только в условиях невесомости, когда для осуществления космических маневров (ориентация КА, стабилизация и коррекция его орбиты, маршевые маневры) не требуются большие усилия и большая подводимая мощность.

Плазменные ЭРД — это те же ПУ, но соответствующим образом оптимизированные в зависимости от назначения КА с ЭРДУ. Первые плазменные ЭРД, созданные на основе эрозионных ИПУ и предназначенные для ориентации КА, были испытаны на советской автоматической межпланетной станции «Зонд-2» в декабре 1962 г. [113]. В последующие годы импульсные ЭРД неоднократно работали в космосе. Так, система из четырех импульсных эрозионных ЭРД фирмы «Фэрчайлд Хиллер» («Firchild Hiller») успешно стабилизировала орбиту американского военного спутника LES-VI, запущенного в 1968 г., в течение двух лет [114]. На сегодняшний день в космосе работают также стационарные плазменные двигатели (СПД), созданные на основе УЗДП. СПД используются на спутниках типа «Метеор». В испытаниях в 1972 г. [115] они изменили высоту орбиты ИСЗ на 17 км и с тех пор систематически работают на советских спутниках [116].

Типичные параметры усовершенствованной ЭРДУ на СПД следующие: тяга 2,5 г, скорость истечения $10 \div 15$ км/с, тяговый к. п. д. 30—35%, ресурс работы ЭРДУ 10^3 ч, число включений 10^3 , энергопотребление 450 Вт (цена тяги 180 Вт/г), масса ЭРДУ 55 кг, рабочее тело — ксенон [117]. За рубежом, сначала на геофизических ракетах (1964 г.), а затем на ИСЗ, были опробованы и успешно испытаны ЭРДУ на ионных двигателях (программа SERT-II, 1970 г. [118]). В СССР ионные двигатели успешно испытывались по программе «Янтарь», начиная с 1966 г. [119].

Область применения ЭРД непрерывно расширяется, и нет сомнения, что уже в недалеком будущем они будут играть большую роль, особенно при освоении геостационарной орбиты, межпланетных перелетах, при полетах к кометам и астероидам [62, 120]. Но для этого, прежде всего, нужна более мощная энергетика на борту КА. Плазменные ЭРД будущего должны рассчитываться на мощности порядка десятков и сотен киловатт, скорости истечения 30—100 км/с и ресурс работы порядка $1 \div 2 \cdot 10^4$ ч. Имеющиеся сейчас данные говорят о возможности создания ЭРД указанных параметров еще до конца нашего столетия.

4.2. Моделирование астрофизических явлений и активные эксперименты в космосе

Проблемы структуры магнитосферы Земли, связанные с взаимодействием солнечного ветра и геомагнитного поля, породили желание промоделировать это взаимодействие в лаборатории, а также изучить взаимодействие потоков заряженных частиц с магнитосферой в натуральных условиях («активные эксперименты»). Такого рода исследования можно осуществить с

помощью ПУ: в лаборатории потоки от ПУ моделируют солнечный ветер, а в ионосфере ПУ могут заполнить плазмой магнитную силовую трубку. Эксплуатация в околоземном пространстве КА с ЭРД на борту также требует изучения воздействия плазменной струи на ионосферу, в том числе колебаний, «высыпаний» частиц из радиационных поясов и т. д.

Лабораторное моделирование. Моделирование космических явлений в лаборатории проводилось при сохранении подобия «натуры» и модели [121]. Для получения искусственного солнечного ветра в работе [122] использовался коаксиальный электродинамический ИПУ, моделью магнитного поля Земли служило поле катушки — «терреллы» диаметром ~ 2 см и длиной 4 см. Получившаяся в лаборатории магнитосфера обладала всеми характерными особенностями поля Земли, включая геомагнитный «хвост», что дало возможность исследовать процессы внедрения в магнитосферу быстрых электронов и их высыпания (в струе ИПУ имелись электроны с энергией около 5 кэВ и концентрацией 10^9 см $^{-3}$), а также динамику геомагнитного хвоста и структуру полей [123]. Проводилось также моделирование взаимодействия солнечного ветра с кометами [124].

Взаимодействие плазменных потоков из ЭРД с ионосферой и ИСЗ [125—127]. Большое внимание было уделено взаимодействию инжектированной из ЭРД плазменной струи с ионосферой. Довольно обширные данные были получены в серии экспериментов на борту ИСЗ серии «Метеор», где работали ксеноновые СПД (высота полета 650 и 950 км). Отмечается, что работа ПУ приводит к возбуждению переменных электрических полей в окружающем пространстве в широком диапазоне частот, от нескольких кГц до сотен МГц; анализ результатов и расчеты показывают, что генерация полей обусловлена как процессами в самом СПД, так и возбуждением околоспутниковой ионосферы. Большой интерес представляет вопрос о запылении КА в случае, когда на борту находятся ПУ, работающие на металлических веществах. Такие эксперименты были поставлены на ИСЗ серии «Космос» (высота орбиты 200 км, работали ПУ типа ТХУ), а также на геофизических ракетах в интервале высот 100÷350 км [127].

Эксперименты на геофизических ракетах. В эксперименте «Поркупайн»-IV [130] ракета типа «Минитмен» запускалась с полигона Кируна (Швеция), на ее борту находился советский ксеноновый ПУ типа УЗДП, размещенный в отделяемом контейнере. В процессе удаления ПУ от ракеты четко выделялась область дрейфового движения и свободного движения ионов во внешнем магнитном поле. Наблюдаемое излучение ВЧ-волн должного объяснения пока не получило, но НЧ-излучение, по всей видимости, связано с деполяризацией струи ионосферными электронами по мере ее эволюции. Расширение струи на начальной стадии оказалось меньше расчетного, плот-

ность n спадает как $L^{-3/2}$ вместо ожидавшегося естественного L^{-2} (L — расстояние от среза ПУ). В экспериментах «Аэли-та»-1,2 [128] на геофизических ракетах МР-12 из района Волгограда запускались торцевые ПУ на литии, дававшие эффективный ионный ток 300 А при скорости истечения 10 км/с и плотности на срезе ПУ $\sim 10^{14}$ см $^{-3}$. Струя плазмы была направлена почти перпендикулярно скорости ракеты. Известно (А. И. Морозов, Р. З. Сагдеев [129]), что при ортогональной инжекции в магнитное поле заряженные частицы, независимо от их первоначальной энергии, вновь собираются в фокус в точке инжекции. Эти эффекты фокусировки отчетливо наблюдались, равно как и дрейф в скрещенных E — B -полях на «плазменной» стадии разлета струи. Кроме указанных экспериментов со стационарными ПУ проводились также эксперименты с эрозионными ИПУ (программа «Ариэль» [131]). В ряде проведенных активных экспериментов наблюдались эффекты влияния струи из ПУ на высыпание высокоэнергичных заряженных частиц [132, 133].

4.3. Вакуумная ионно-плазменная технология (ВИПТ)

На сегодняшний день весьма весомые экономические последствия связаны с применением ВЭПП к задачам технологии. Сейчас энергично развиваются следующие направления:

1. Изготовление, путем травления наносимых на пластину пленок потоком ионов с энергией $0,3 \div 10$ кэВ, мелкомасштабных структур ($\sim 0,1 \div 10$ мкм) для микроэлектроники, например больших интегральных схем [134—136].

2. Создание при помощи обработки плазменными потоками прецизионных поверхностей (в первую очередь, оптических) больших размеров и уникальной точности $\sim 10 \div 100$ А, например дифракционных решеток и линз с большим разрешением. Указанная точность обеспечивается тем, что в процессе катодного распыления в элементарном акте удаляется один атом (молекула, радикал) [137].

3. Нанесение и формирование высокоэффективных покрытий на деталях из «простых» материалов. Примером может служить нанесение алмазоподобных пленок и упрочнение режущего инструмента из простой инструментальной стали пленкой нитрида титана (установки типа «Булат» и «ПУСК») [138—141].

4. Радикальная перестройка поверхностных слоев изделий с целью повышения износостойкости и подавления коррозии. Сюда может быть отнесено создание на металлических поверхностях пленки аморфного металла [142—145], имплантация ионов другого вещества на значительную глубину [146] и

т. д. Для решения этих задач необходимы потоки ионов с энергиями киловольтового диапазона ($10 \div 10^2$ кэВ).

Уже из этого краткого перечисления видно, что ВЭПП становятся незаменимым инструментом для таких областей, как оптика, микроэлектроника и машиностроение.

4.4. Применение плазмооптических систем

До второй половины 70-х годов плазмооптика развивалась очень медленно. Затем развитие пошло существенно быстрее. Это оживление связано, с одной стороны, с применением в США плазменных линз для фокусировки тяжелых ионов, а с другой — с развитием плазменной физики и техники, которые потребовали простых, легких и дешевых систем диагностики сильноточных потоков ионов, плазмодоводов, рекуператоров и т. п. Разумеется, все эти применения лишь в очень малой степени отражают потенциальные возможности плазмооптики и, фактически, говорят лишь о том, что «лед тронулся». *Фокусировка сильноточных ионных пучков.* В конце 70-х годов появились сообщения [147, 148] о создании в США линз с объемным зарядом (в первых публикациях они часто назывались «габоровскими») для фокусировки пучка ионов H^+ , D^+ , He^+ с энергией до 1 МэВ и током до $100 \div 200$ мА. В работе [149] указывается, что авторам удалось получить: пучок протонов диаметром ~ 1 см и энергией ~ 1 МэВ на расстоянии 90 см сфокусирован в пятно диаметром 0,2 мм. *Плазменная линза как энергоанализатор.* В работе [150] плазменная линза была использована как энергоанализатор. Из формулы для фокусного расстояния (77) следует, что оно при прочих равных условиях пропорционально энергии частиц. Поэтому, если измерить зондом поток ионов J_z вдоль оси, то нетрудно восстановить энергетический спектр потока: $f(\epsilon) = k dJ_z/dz$. Здесь k — нормировочный коэффициент, зависящий от свойств линзы. Плазменная линза как энергоанализатор обладает рядом существенных достоинств, поскольку она позволяет анализировать сильноточные пучки без нарушения их квазинейтральности.

Магнитоэлектрический плазмодовод. Важным классом плазмооптических систем являются плазмодоводы с электростатическим полем, которые естественно назвать магнитоэлектрическими плазмодоводами (МЭП). Конструктивно такой МЭП представляет собой соленоид с прямой или искривленной осью, внутри которого помещается металлический кожух. Если между кожухом и магнитной осью плазмодовода создать разность потенциалов U («минус» на оси), так что $eU > Mv_{\perp}^2/2$, где v_{\perp} — характерная скорость ионов поперек оси МЭП, то они будут отражаться E -полем от кожуха и двигаться вдоль плазмодовода. Примером МЭП может служить тороидальный плазмодовод, иссле-

дованный В. Г. Падалкой с сотрудниками [151]. Такие плазмодинамические системы работают при малых (100—200 Гс) магнитных полях, экономичны и легки; это создает предпосылки для их широкого применения в промышленности.

4.5. Плазмодинамические системы в лазерной технике

Чтобы ограничить круг рассматриваемых вопросов, остановимся только на описании работ, использующих квазистационарные МПК. Такие системы позволяют создать мощные источники накачки, дающие с высоким к. п. д. излучение в очень широком диапазоне длин волн — от видимого диапазона до мягкого рентгена. В системах с МПК существуют две области высокой яркости: область компрессии и область взаимодействия быстрого плазменного потока с преградой. В области компрессии «перерабатывается» в излучение поперечная и частично «продольная» (при торможении за счет продольного градиента давления) энергия ионов, а вблизи стенки — оставшаяся продольная кинетическая энергия. Варьируя химический состав плазмы, можно в широких пределах изменять состав по спектру и мощность излучения области компрессии. При прохождении области компрессии или при торможении в окрестности преграды состояние возбуждения ионов может сильно изменяться. Это создает предпосылки к возникновению инверсной заселенности и, тем самым, к способности генерации когерентного излучения непосредственно из области компрессии (режим «плазмодинамического лазера») [157].

Излучение МПК, работающих на газах. В [152] исследование проводилось при работе на техническом водороде и воздухе в режиме: $U_p \leq 5$ кВ, $\tau \sim 70$ мкс, $p_0 = 0,1 \div 5$ мм рт. ст. Разрядный ток в максимуме был ~ 300 кА. Показано, что 85% излучения лежит в области вакуумного ультрафиолета ($\lambda < 2000$ А), причем излучение из области компрессии может составлять до 70% энергии, подводимой к МПК. В работе [153] проводилось исследование области компрессии МПК при работе на воздухе. *Излучение эрозионных МПК.* Здесь большой цикл экспериментальных, расчетных и оптимизационных исследований был проведен в серии работ Н. П. Козлова с сотрудниками [154—156], в которых энерговыход в систему варьировался в очень широких пределах, начиная от нескольких кДж и выше. Использовались различные активные среды. Плазмодинамические системы накачки лазеров на основе МПК имеют, как показали указанные работы, следующие преимущества по сравнению с традиционными ксеноновыми лампами:

- 1) существенно более коротковолновый спектр;
- 2) реально неограниченные яркости в различных спектральных диапазонах;

3) не содержат кварцевых колб, поглощающих коротковолновую часть спектра;

4) высокий к. п. д. преобразования электрической энергии в излучение.

4.6. Плазменные ускорители и проблема УТС

Выше упоминалось, что известная работа Л. А. Арцимовича с сотрудниками по рельсотрону [78] была инициирована задачей заполнения плазмой магнитных ловушек. Последующая история взаимоотношений ПУ с проблемой УТС после периода интенсивных исследований [158—162] оказалась довольно-таки грустной. В течение многих лет ПУ считались неперспективными в отличие от, скажем, инъекции нейтралов или ВЧ-нагрева. Основной причиной была широко распространенная точка зрения, утверждавшая, образно говоря, что «плазменная пушка — служанка плазменной ловушки». Но, как показывает история УТС, такая субординация неверна. Подобно тому как лазерный подход к УТС потребовал создания принципиально новых инерциальных ловушек-мишеней, эффективное применение ПУ для целей УТС требует специального выбора или изобретения адекватных ловушек. Однако, наряду с «идеологическими» заблуждениями, имеется и объективное препятствие: как раньше, так и теперь нет ПУ нужного энергетического диапазона, который для систем с магнитным удержанием находится на уровне $\sim 100 \div 1000$ МДж.

Кандидатами на такого рода ПУ могут быть только системы с собственным магнитным полем: импульсные коаксиальные пушки и квазистационарные. Однако ИПУ представляются мало реальными поскольку создание конденсаторной батареи указанных масштабов очень сложно, хотя бесспорно этот вариант исключить нельзя [163—166]. Другой вариант — квазистационарный — с точки зрения энергетики не вызывает особых опасений, поскольку создание индуктивных накопителей указанной энергоемкости со временем срабатывания $\sim 10^{-2} \div 10^{-3}$ с в настоящее время совершенно реально. Мы не будем касаться здесь применений ПУ для вспомогательных целей, таких, как например, моделирование процессов на первой стенке и т. п.

В настоящее время наблюдается возрождение интереса к мощным импульсным инжекторам. Это вызвано созданием с их помощью замкнутых конфигураций — компактных торов (сферوماков) [168—171]. Этот тип конфигураций, наряду с антипробочными ловушками, по-видимому, наиболее адекватен сильноточным ПУ. В настоящее время получают сферوماки со следующими параметрами: длина $\sim 0,5$ м, наибольший диаметр $\sim 0,6$ м, полоидальное поле ~ 3 кГс, энергетическое вре-

мя жизни ~ 100 мкс. Энергозапас в накопителе инжектора составлял ~ 70 кДж. Другими «адекватными» сильноточными ПУ реакторами могут быть: область компрессии МПК [172] и «пролетные» реакторы [173, 174], а также гофрированные многоробочные ловушки.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Морозов А. И.* Плазменные ускорители. В сб. «Плазменные ускорители». М.: Машиностроение, 1973, 5—15
2. *Морозов А. И., Соловьёв Л. С.* Стационарные течения плазмы в магнитном поле. В сб. «Вопросы теории плазмы» под ред. М. А. Леонтовича, вып. 8. М.: Атомиздат, 1974, 3—87
3. *Юшманов Е. Е.* Радиальное распределение плазмы в магнитной ловушке при магнетронном способе инжекции ионов. В сб. «Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций». Т. IV. М.: АН СССР, 235—257.
4. *Морозов А. И., Шубин А. П.* К теории электромагнитных процессов при наличии эффекта Холла. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1964, 46, вып. 2, 710—718
5. *Гуревич А. В., Пигаевский Л. П.* Нелинейная динамика разреженной плазмы и ионосферная аэродинамика. В сб. «Вопросы теории плазмы» под ред. М. А. Леонтовича, вып. 10. М.: Атомиздат, 1980, 3—87
6. *Морозов А. И., Лебедев С. В.* Плазмооптика. В сб. «Вопросы теории плазмы» под ред. М. А. Леонтовича. вып. 8. М.: Атомиздат, 1974, 247—381
7. *Морозов А. И.* Физические основы космических электрореактивных двигателей, Т. 1. М.: Атомиздат, 1978, 326 с.
8. *Шафранов В. Д.* Равновесие плазмы в магнитном поле. В сб. «Вопросы теории плазмы» под ред. М. А. Леонтовича, вып. 2. М.: Атомиздат, 1963, 92—131
9. *Вагажин А. Б., Любимов Г. А., Регирер С. А.* Магнитогидродинамические течения в каналах. М.: Наука, 1970, 672 с.
10. *Брызгалов В. И., Морозов А. И.* Стационарное протекание тока в аксиально-симметричном проводящем теле при сильном эффекте Холла. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1965, 49, 6, 1789—1795
11. *Морозов А. И.* Эффект пристеночной проводимости в хорошо замагниченной плазме. «Ж. прикл. мех. техн. физ.», 1968, 3, 19—22
12. *Бугрова А. И., Морозов А. И., Харчевников В. К.* Экспериментальное обнаружение пристеночной проводимости. V Всесоюзная конференция по плазменным ускорителям и ионным инжекторам. Тезисы докладов. М.: Наука, 1982, 44—45
13. *Бугрова А. И. и др.* Оптический и зондовый методы определения функции распределения электронов по скоростям в области больших скоростей. IV Всесоюзная конференция по плазменным ускорителям и ионным инжекторам. Тезисы докладов. М.: ВНИИЦ ГКНТ, 1978, 45—46
14. *Лифшиц И. М., Азбель М. Я., Каганов М. И.* Электронная теория металлов. М.: Наука, 1971, 415 с.
15. *Морозов А. И., Шубин А. П.* Кинетика электронов в режиме пристеночной проводимости. «Письма в Ж. техн. физ.», 1984, 10, № 1, 28—31
16. *Бугрова А. И., Морозов А. И.* Диагностика замагниченной электронной компоненты в плазодинамических системах малой плотности. Сб. докладов 3 Вс. совещ. по диагностике высокотемпературной плазмы, Дубна, 1983, 123
17. *Морозов А. И.* Кинетика электронов в системах с замкнутым дрейфом и полоидальными полями. «Ж. техн. физ.», 1984, 54, № 3, 650—655

18. *Брушлинский К. В., Морозов А. И.* Расчет двумерных течений плазмы в каналах. В сб. «Вопросы теории плазмы» под ред. М. А. Леонтовича, вып. 8. М.: Атомиздат, 1974, 88—163.
19. *Морозов А. И., Соловьев Л. С.* О симметричных течениях проводящей жидкости поперек магнитного поля. «Докл. АН СССР», 1964, 154, № 2, 306—309
20. *Морозов А. И., Соловьев Л. С.* Плоские течения идеально проводящей сжимаемой жидкости при учете эффекта Холла. «Ж. техн. физ.», 1964, 34, № 7, 1141—1153
21. *Морозов А. И., Соловьев Л. С.* Об одном параметре подобия в теории плазменных течений. «Докл. АН СССР», 1965, 164, № 4, 80—83
22. *Морозов А. И.* О стационарных течениях плазмы, сопровождающихся ее сжатием. «Ж. техн. физ.», 1967, 37, № 12, 2147—2159
23. *Шубин А. П.* О предельных сжатиях плазмы в компрессионных течениях. «Физика плазмы», 1983, 9, № 3, 665—666
24. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Механика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1954
25. *Ландман И. С., Улинич Ф. Р.* Потери плазмы из ловушки с остроугольной геометрией. «Физика плазмы», 1982, 8, № 4, 663—671
26. *Брушлинский К. В., Морозов А. И., Савельев В. В.* Некоторые вопросы течений плазмы в канале магнитоплазменного компрессора. В сб. «Двумерные численные модели плазмы». М.: ротاپринт Ин-та прикл. матем. АН СССР, 1979, 7—66
27. *Козлов А. Н.* Двумерный характер неустойчивости течений ионизирующегося газа в канале плазменного ускорителя. «Изв. АН СССР», сер. МЖГ, 1983, 2, 182—185
28. *Виноградова А. К., Морозов А. И.* Режимы работы магнитоплазменного компрессора I. «Ж. техн. физ.», 1976, 46, № 12, 2495—2501
29. *Шубин А. П.* О динамике многокомпонентной плазмы в квазистационарных коаксиальных ускорителях с собственным магнитным полем. «Физика плазмы», 1977, 3, № 5, 987—995
30. *Брушлинский К. В., Козлов А. Н., Морозов А. И.* Динамика пробных частиц в двумерном потоке плазмы в канале. Препринт Ин-та прикл. матем. АН СССР, М., 1980, № 156
31. *Брушлинский К. В., Козлов А. Н.* Двумерные холловские течения плазмы конечной проводимости и их исследование методом пробных частиц. Препринт Ин-та прикл. матем. АН СССР, М., 1982, № 72
32. *Ананин С. И., Лепшей Т. А.* Формирование и динамика излучающих потоков в магнитоплазменном компрессоре. Препринт ИФ АН БССР, Минск, 1984, № 325
33. *Острецов И. Н. и др.* Метод итераций по уравнениям для расчета двумерных магнитогидродинамических течений. См. [1], 254—257
34. *Петросов В. А., Сафонов И. Б.* Квазидномерная модель ускорения плазмы в осесимметричных разрядах с внешним магнитным полем. Там же, 129—132
35. *Морозов А. И., Меликов И. В.* О подобии процессов в плазменных ускорителях с замкнутым дрейфом (УЗДП) при наличии ионизации. «Ж. техн. физ.», 1974, 44, № 3, 544—548
36. *Свешников А. Г., Якушин С. А.* Математическое моделирование нестационарных процессов в плазмооптических системах. «Ж. вычисл. матем. и мат. физ.», 1983, 23, № 5, 1141—1157
37. *Меликов И. В.* Расчет равновесных течений в плазменных ускорителях с замкнутым дрейфом электронов (УЗДП). «Ж. техн. физ.», 1974, 44, № 3, 549—555
38. *Волков Б. И., Якушин С. А.* Математические задачи плазмооптики. М.: Знание, 1982, 63 с.
39. *Свешников А. Г., Федоров А. П., Якушин С. А.* Численное моделирование пролетных колебаний в плазменных ускорителях. Препринт МГУ, М., 1981, № 21

40. Свешников А. Г., Федоров А. П., Якунин С. А. Численное исследование нестационарных процессов в плазменных ускорителях. Препринт МГУ, М., 1981, № 20
41. Морозов А. И., Соловьев Л. С. Кинетическое рассмотрение некоторых равновесных плазменных конфигураций. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1961, 40, № 5, 1316—1324
42. Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З. Физика плазмы для физиков. М.: Атомиздат, 1979
43. Bernstein I. B., Green J. M., Kruskal M. D. Exact nonlinear Plasma Oscillations. «Phys. Rev.», 1957, 108, № 3, 546—550
44. Быстрицкий В. М., Диденко А. Н. Сильноточные ионные пучки. «Успехи физ. наук», 1980, 132, № 1, 91—122
45. Морозов А. И. О режимах работы импульсных сверхмощных источников. «Письма в Ж. техн. физ.», 1979, 5, № 16, 967—970
46. Пападичев В. А. Получение, транспортировка и фокусировка пучков мощностью 10^{12} Вт. «Атомн. техн. за рубежом», 1978, 12, 3—13
47. Гришин С. Д., Ерофеев В. С., Жаринов А. В. Ускорители с замкнутым холловским током. См. [1], 54—61
48. Жаринов А. В., Попов Ю. С. Об ускорении плазмы замкнутым холловским током. «Ж. техн. физ.», 1967, 37, № 2, 294—299
49. Ерофеев В. С., Саночкин Ю. В., Филиппов С. С. Прианодный электронный слой в разряде с замкнутым холловским током. «Ж. прикл. мех. и техн. физ.», 1969, 39, № 5, 5—9
50. Кервалишвили Н. А., Жаринов А. В. Характеристики разряда низкого давления в поперечном магнитном поле. «Ж. техн. физ.», 1965, 35, № 12, 2194—2201
51. Бархударов Э. И., Кервалишвили Н. А., Кортхонджия В. П. Неустойчивость анодного слоя в разряде низкого давления в поперечном магнитном поле. См. [1], 61—65
52. Кервалишвили Н. А. Влияние ориентации анода на характеристики разряда низкого давления в поперечном магнитном поле. «Ж. техн. физ.», 1968, 38, № 4, 637—645
53. Кислов А. Я., Морозов А. И., Тилинин Г. Н. Распределение электрического потенциала в коаксиальном квазистационарном инжекторе плазмы. «Ж. техн. физ.», 1968, 38, № 6, 975—978
54. Башаров Р. Б. и др. Эрозия анода в квазистационарном коаксиальном плазменном ускорителе. В сб. «Физика газоразрядной плазмы» под ред. Е. С. Трехова, вып. 2. М.: Атомиздат, 1969, 161—184
55. Порогников А. А. Стационарные сильноточные ускорители плазмы. См. [1], 105—113
56. Волков Ю. А., Морозов А. И. Структура приэлектродного дрейфового слоя. Численная модель. «Письма в Ж. техн. физ.», 1981, 7, № 18, 1102—1105
57. Демирханов Р. А. и др. Получение потоков энергичных ионов из разряда с высокой температурой электронов в неоднородном магнитном поле. См. [1], 99—104
58. Кузнецов В. В. Исследование свойств неизотермического ускорителя ионов. Там же, 114—120
59. Габович М. Д. Плазменные источники ионов. Киев: Наукова Думка, 1964
60. Humphries S., Jr., Lee R., Sudan R. N. «Appl. Phys. Lett.», 1974, 25, 20
61. Коломенский А. А., Пападичев В. А. Получение мощных ионных пучков и коллективное ускорение ионов. См. [13], 9—10
62. Гришин С. Д., Лесков Л. В., Козлов Н. П. Плазменные ускорители. М.: Машиностроение, 1983, 226 с.
63. Greenspan M., Sudan R. N. et al. «Phys. Rev. Lett.», 1977, 39, 24
64. Абдюханов М. А. и др. Двухступенчатый холловский ускоритель с анодным слоем. Материалы II Вс. конф. по плазменным ускорителям, Минск, 1973, 128—130

65. *Ерофеев В. С., Лесков Л. В., Холловский* ускоритель плазмы с анодным слоем. В сб. «Физика и применение плазменных ускорителей» под ред. А. И. Морозова, Минск: Наука и техника, 1974, 18—47
66. *Гаркуша В. И. и др.* Характеристики одноступенчатого ускорителя с анодным слоем на цезии. См. [13], 25—26
67. *Гаркуша В. И. и др.* Одноступенчатый ускоритель с анодным слоем. См. [12], 42—43
68. *Морозов А. И. и др.* Экспериментальное исследование плазменного ускорителя с замкнутым дрейфом электронов и протяженной зоной ускорения. «Ж. техн. физ.», 1972, 42, № 1, 57—63
69. *Бугрова А. И., Курдяшев К. П.* Исследования пространственного распределения СВЧ-полей в ускорителе с замкнутым дрейфом электронов. См. [13], 61—62
70. *Ким В.* О влиянии эффектов запаздывания на развитие низкочастотных колебаний в УЗДП. Там же, 59—60
71. *Морозов А. И. и др.* Влияние конфигурации магнитного поля на режим работы ускорителя с замкнутым дрейфом электронов. «Ж. техн. физ.», 1972, 42, № 3, 612—619
72. *Шишкин Г. Г.* Неустойчивость плазменных возмущений в неоднородной плазме ускорителя с замкнутым дрейфом. В сб.: «Источники и ускорители плазмы», вып. 3, Харьков, 1978, 14—22
73. *Морозов А. И.* О равновесии и устойчивости потоков в ускорителях типа УЗДП. См. [1], 85—92
74. *Минайчев В. Е., Одинокоев В. В., Тюфяева Г. П.* Магнетронные распылительные устройства. «Обзоры по электронной технике», сер. 7 «Технология, организация производства и оборудование». М.: ЦНИИ «Электроника», 1979, вып. 8 (659), 56 с.
75. *Зубков И. П., Кислов А. Я., Морозов А. И.* Исследование потока ионов, выходящих из двухлинзового ускорителя. «Ж. техн. физ.», 1971, 41, № 5, 880—889
76. *Калмыков А. А.* Импульсные плазменные ускорители. См. [65], 48—77
77. *Harris E. G., Theus R. B., Bostick W. H.* Experimental investigations of the motion of plasma, projected from a button source across magnetic fields. «Phys. Rev.», 1957, 105, 46
78. *Арцимович Л. А. и др.* Электродинамическое ускорение сгустков плазмы. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1967, 33, № 1, 3—8
79. *Кварцхава И. Ф., Меладзе Р. Д., Суладзе К. В.* Опыты по электродинамическому ускорению плазмы. «Ж. техн. физ.», 1960, 30, № 3, 289—296
80. *Marshall J.* «Phys. Fluids», 1960, 3, № 1, 134
81. *Морозов А. И.* Об ускорении плазмы магнитным полем. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1957, 32, № 2, 305—310
82. *Беляев С. А. и др.* Расчет нестационарного ускорения плазмы в одномерном приближении. Препринт Ин-та прикл. матем. АН СССР, М., 1970, № 36
83. *Butler T. D., Marshall J. et al.* «Phys. Fluids», 1971, 12, № 9, 1904
84. *Potter D. E.* «Phys. Fluids», 1971, 14, № 9, 1911
85. *Burkhard L., Lovberg R.* Current sheet in a coaxial plasma gun. «Phys. Fluids», 1962, 5, № 3, 341
86. *Скворцов Ю. В.* Распределение тока вдоль электродов импульсного коаксиального инжектора плазмы. «Ж. техн. физ.», 1966, 36, №10, 1808—1815
87. *Андрианов А. М. и др.* Получение мощных импульсных потоков плазмы в коаксиальном плазменном ускорителе с эрозией диэлектрика. См. [1], 198—200
88. *Алексеев Ю. А., Казеев М. Н.* Численное моделирование двумерных течений в импульсных плазменных ускорителях. «Физика плазмы», 1981, 7, № 5, 1084—1097
89. *Козлов Н. П. и др.* Плазменный фокус как источник плотной плазмы. «Теплофиз. выс. темп.», 1973, 1, 191—193

90. Ковров П. Е. и др. Распределение магнитного поля в коаксиальном инжекторе плазмы. «Докл. АН СССР», 1967, 172, № 6, 1305—1308
91. Кислов А. Я., Морозов А. И. Распределение полного давления в плазменном потоке, выходящем из квазистационарного инжектора. «Ж. техн. физ.», 1970, 40, № 4, 768—771
92. Завенягин Ю. А., Донцов Ю. П. Силы осцилляторов для некоторых спектральных линий азота NII. «Оптика и спектроскопия», 1969, 26, № 2, 151—153
93. Абрамов В. А. и др. Исследования электронной температуры и излучения плазмы в квазистационарном сильноточном разряде между коаксиальными электродами. «Труды 8 Межд. конф. по явлениям в иониз. газах», Вена, 1967, 160
94. Донцов Ю. П., Коростылева А. А., Морозов А. И. Применение коаксиальных плазменных источников для идентификации атомных спектров. «Оптика и спектроскопия», 1969, 26, № 6, 890—895
95. Брушлинский К. В., Герлах Н. И., Морозов А. И. Расчет двумерных течений плазмы конечной проводимости при наличии эффекта Холла. «Магнитная гидродинамика», 1967, 1, 3—8
96. Малярис, Джон, Гаррисон, Либби. Характеристики квазистационарного МПД-ускорителя больших мощностей. «Ракетная техника и космонавтика», 1972, 10, 2
97. Брушлинский К. В., Калугин Г. А., Козлов А. Н. Численное моделирование течений ионизирующегося газа в канале. Препринт Ин-та прикл. матем. АН СССР, М., 1982, № 50
98. Ковров П. Е., Шубин А. П. Сильноточный коаксиальный плазменный ускоритель в квазистационарном режиме. См. [65], 78—102
99. Виноградова А. К., Морозов А. И. Стационарные компрессионные течения. Там же, 103—141
100. Морозов А. И., Ковров П. Е., Виноградова А. К. Экспериментальное подтверждение существования стационарных самосжимающихся течений плазмы. «Письма в Ж. эксперим. и теор. физ.», 1968, 7, № 8, 257—260
101. Maesker H. Plasmatornungen in Lichtbogen infolge eigenmagnetischer Kompression «Zs. Phys.», 1955, B 141, № 1, 198—216
102. Острецов И. Н. Стационарное электромагнитное ускорение плазмы во внешнем осесимметричном магнитном поле. См. [1], 120—125
103. Дуркати, Джиданнини, Мольбергер. Экспериментальные исследования термоионного ускорителя плазмы с высоким удельным импульсом. «Ракетная техника и космонавтика», 1964, 8, 116—119
104. Корсун А. Г. Пинч-эффект в плазменных ускорителях и в струях низкотемпературной плазмы. Материалы 3-й Вс. конф. по плазменным ускорителям, Минск, ИФ АН БССР, 70—71
105. Морозов А. И. Фокусировка холодных квазинейтральных пучков в электромагнитных полях. «Докл. АН СССР», 1965, 163, № 6, 1363—1366
106. Gabor D. «Proc. Roy. Soc.», A., 1945, 183, 935—992
107. Лебедев С. В., Морозов А. И. Фокусировка ионного пучка в поле заряженного кольца с током. «Ж. техн. физ.», 1966, 36, № 5, 960—962
108. Жуклов В. В., Морозов А. И., Щепкин Г. Я. Экспериментальное исследование плазменной фокусировки ионных пучков. См. [65], 182—198
109. Габович М. Д., Гасанов И. С., Проценко И. М. Некоторые особенности плазмооптических систем. См. [13], 140—141
110. Гасанов И. С., Проценко И. М. Динамика образования пространственного заряда в плазменной линзе. См. [12], 45—46
111. Циолковский К. Э. Исследование мировых пространств реактивными приборами. Собр. соч. Т. II, АН СССР, 1954
112. Глушко В. П. В кн.: «Пионеры ракетной техники. Ветчинкин, Глушко, Королев, Тихонравов. Избранные труды». М.: Наука, 1972
113. Миллионщиков М. Д. Плазменные двигатели. М.: Известия, № 300, (14776), 1964
114. Морозов А. И., Шубин А. П. В кн.: «Космические электрореактивные двигатели». М.: Знание, 1975, 35—37

115. *Арцимович Л. А. и др.* Разработка стационарного плазменного двигателя (СПД) и его испытания на ИСЗ «Метеор». «Космич. исследования», 1974, 12, № 3, 451—468
116. *Шереметьевский Н. Н. и др.* Применение ЭРДУ с СПД в системах коррекции орбит спутников по изучению природных ресурсов Земли. См. [13], 324—325
117. *Нитусов Е. В., Ходненко В. П.* Использование стационарных плазменных двигателей малой тяги для коррекции орбит ИСЗ прикладного назначения. См. [12], 155
118. *Kerslake W. R. et al.* «J. Spacecraft and Rockets», 1971, 8, 213—224; «AIAA Papers» 79—2063, 80—0665
119. *Гродзовский Г. Л.* Применение плазменных ускорителей в газодинамике. См. [1], 25—41
120. *Jones R. M.* «AIAA Paper» 80—1225, 1980
121. *Подгорный И. М.* Применение ускорителей плазмы в космических исследованиях. См. [1], 41—47
122. *Манагадзе Г. Г., Подгорный И. М.* Моделирование магнитного поля Земли. «Докл. АН СССР», 1968, 180, № 6, 1333—1336
123. *Дубинин Э. М., Потанин Ю. Н.* Электрические и магнитные поля в искусственной магнитосфере. См. [13], 340
124. *Потанин Ю. Н., Школьников С. И.* Моделирование взаимодействия солнечного ветра с кометами. Там же, 342
125. *Иванов Г. В. и др.* Применение плазменного ускорителя для воздействия на ионо- и магнитосферу Земли. Там же, 326—327
126. *Ходненко В. П., Шишкин Г. Г.* Исследование электромагнитной спутниковой среды, создаваемой бортовым плазменным холловским ускорителем. См. [12], 151—152
127. *Брухтий В. И. и др.* Эксперименты в космосе с использованием торцевого плазменного ускорителя. См. [12], 148—149
128. *Sagdeev R. Z. et al.* «Adv. Space Res.», 1981, 1, 129
129. *Подгорный И. М.* Применение ускорителей плазмы в космических исследованиях (ч. II). См. [65], 309—329
130. *Bush R. et al.* Artificial Plasma Jet in Ionosphere. Inst. of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation (IZMIRAN), Moscow, 1980, prepr. 21 (287)
131. *Александров В. А. и др.* Эксперимент «Ариэль»; предварительные данные по импульсной инжекции плазмы в ионосферу. См. [13], 332—333
132. *Kelley M. S. et al.* «J. Geophys. Res.», 1974, 79, 2858
133. *Брухтий В. И., Глотова Н. Н., Поротников А. А.* Высыпание электронов из магнитосферы Земли, стимулированное плазменной струей торцевого ускорителя. См. [12], 140—150
134. *Маишев Ю. П.* Источники интенсивных ионных пучков с компенсацией положительного пространственного заряда внутри ускоряющего промежутка. «Приб. и техн. эксперимента», 1980, 1, 183—186
135. *Кузнецова С. К., Трофимов А. В., Золотарев Ю. М.* Исследование процессов травления ионами инертных газов с энергией до 150 эВ. Третья отраслевая научно-техн. конф. «Тонкие пленки в производстве полупроводниковых приборов и интегральных схем», Воронеж, 1978, Тезисы докладов, 56
136. *Трофимов А. В.* Взаимодействие плазменных потоков с энергией 100—250 эВ с поверхностью твердых тел. См. [12], 139—140
137. *Витриченко Э. А., Прохоров А. М., Трушин Е. В.* Методы изготовления астрономической оптики. М.: Наука, 1980, 118 с.
138. *Стрельницкий В. Е. и др.* Некоторые свойства алмазоподобных углеродных пленок, полученных при конденсации плазменного потока. «Ж. техн. физ.», 1978, 48, № 2, 377—381
139. *Аксенов И. И.* Покрытия, полученные конденсацией плазменного потока в вакууме (способ конденсации с ионной бомбардировкой). «Укр. физ. журн.», 1979, 24, № 4, 515—525

140. Григоров А. И., Дороднов А. М. и др. Установка типа «ПУСК-77-1» для нанесения ионно-вакуумных износостойких покрытий на обрабатывающий инструмент. «Технология автомобилестроения», 1978, № 6, 10—11
141. Брень В. Г., Осипов В. А., Хороших В. М. Использование плазмооптических сепарирующих устройств для нанесения покрытий конденсацией потоков плазмы вакуумной дуги. См. [13], 379—380
142. Ковнеристый Ю. К., Осипов Э. К., Трофимова Е. А. Физико-химические основы создания аморфных металлических сплавов. М.: Наука, 144 с
143. Бородина Г. Г., Копецкий Ч. В. и др. Образование аморфной структуры в сплавах на основе железа при обработке поверхности излучением лазера. «Докл. АН СССР», 1981, 259, № 4, 826—829
144. Дороднов А. М. и др. Изучение возможности применения торцевого холловского плазменного ускорителя с холодным катодом для получения неравновесных фаз в алюминиевых и никелевых сплавах. См. [13], 392—393
145. Алексеев В. А. и др. Образование аморфной металлической поверхности при облучении импульсным потоком водородной плазмы. «Письма в Ж. техн. физ.», 1983, 9, № 1, 42—46
146. Гусева М. И. Ионная имплантация в металлах. «Поверхность, физика, химия, механика», 1982, 4, 27—50
147. Booth R. et al. Rotating Target Neutron Generators. «Nucl. Instr. and Meth.», 1977, v. 145, № 1, 25—39
148. Booth R., Lefevre H. W. Space Charge Lens for High Current Ion Beams. «Nucl. Instr. and Meth.», 1978, v. 151, № 1—2, 143—147
149. Lefevre H. W., Booth R. Progress on Space Charge Lens Development. «IEEE Transact. on Nucl. Sc.», 1980, v. S-26, № 3, 3115—3117
150. Морозов А. И., Попков Г. Б. Измерение энергетического спектра потока плазмы с помощью плазменной линзы. см. [12], 26—27
151. Аксенов И. И., Падалка В. Г., Хороших В. М. Транспортировка стационарных потоков металлической плазмы в криволинейных плазмооптических системах. см. [13], 376
152. Берков В. И., Морозов А. И. Измерение энергии излучения магнито-плазменного компрессора. «Ж. техн. физ.», 1974, 44, № 2, 348—354
153. Асташинский В. М., Баканович Г. И., Минько Л. Я. Исследование формирования области компрессии МПК. см. [13], 89—90
154. Козлов Н. П. и др. Экспериментальное исследование плазменного фокуса в ускорителях эрозивной плазмы. «Ж. техн. физ.», 1973, 43, № 4, 740—748
155. Камруков А. С. и др. Экспериментальное исследование плазменного фокуса в ускорителях эрозивной плазмы. «Ж. техн. физ.», 1977, 47, № 8, 1673—1683
156. Козлов Н. П. и др. Фотодиссоционный лазер на C_3F_7I с возбуждением излучением МПК. «Письма в Ж. техн. физ.», 1975, 1, № 9, 419—423
157. Campbell E. M., Jahn R. G. et al. Recombination lasing in a magnetoplasma dynamic arcjet. «J. Appl. Phys.», 1980, 51, № 1, 109—117
158. Хижняк Н. А. и др. К вопросу об адиабатическом движении плазменных сгустков в продольном магнитном поле. В сб. «Исследование плазменных сгустков». Киев: АН УССР, 1967, 36—56
159. Зыков В. Г. Инжекция плазмы через кольцевую щель ловушки со встречными магнитными полями. В сб. «Физика плазмы и проблема УТС», вып. 3. Киев: АН УССР, 1963, 273—283
160. Акулина Д. К. и др. Внешняя инжекция и удержание плазмы в стеллараторе с двухзаходными винтовым полем «Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res.», v. 11, Vienna, IAEA, 1966
161. Падалка В. Г. Динамика плазменных потоков в неоднородных поперечных магнитных полях. См. [65], 199—238
162. Калмыков А. А., Тимофеев А. Д., Шевчук Б. А. Энергетические характеристики различных режимов работы импульсного коаксиального ускорителя плазмы. «Ж. техн. физ.», 1973, 43, № 12, 2547—2552

163. *Васильев В. И. и др.* Устойчивый динамический токовый шнур. «Ж. техн. физ.», 1960, 30, № 7, 756—768
164. *Житлухин А. М. и др.* Конструкция и технические характеристики экспериментального комплекса с использованием импульсного плазменного ускорителя с энергозапасом накопителя 1,4 МДж. См. [13], 163—164
165. *Велихов Е. П. и др.* Кумулятивный нагрев плотной плазмы с $\beta \sim 1$ в замкнутом магнитном поле с помощью тяжелой оболочки. Препринт ИАЭ-2534, М., 1975
166. *Бикматов Р. Г.* Исследование взаимодействия встречных плазменных потоков импульсных электродинамических ускорителей. См. [13], 363—364
167. *Скворцов Ю. В.* Импульсные электродинамические ускорители водородной плазмы: состояние исследований. См. [13], 11—18
168. *Альфвен Х.* «Космическая плазма», пер. с англ. М.: Мир, 1983, 116 с.
169. *Морозов А. И.* Равновесные конфигурации равномерно ускоряемых аксиально-симметричных плазменных сгустков. «Ж. техн. физ.», 1967, 37, № 1, 79—84
170. *Henins I., Marshall J. et al.* «Proc. 3-rd Symp. Phys. and Techn. of Compact Toroids in the Magnetic Fusion Energy».
171. *Watanabe K. et al.* STCC-1 Experiment — ST Plasma Collision and Compression. Tenth European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, v. 1, contributed papers, Moscow, 1981, paper L-12
172. *Морозов А. И.* Квазистатические компрессионные течения плазмы. «Ж. техн. физ.», 1976, 46, № 5, 968—973
173. *Морозов А. И.* Стационарные плазменные ускорители и перспективы их применения в термоядерных исследованиях. «Ядерный синтез», спец. приложение. Т. 2. Вена, 1969, доклад CN-24/G-1, 111—120
174. *Брушлинский К. В., Морозов А. И., Савельев В. В.* Численная модель стационарного течения плазмы в пролетотроне. Препринт Ин-та прикл. матем. АН СССР. М.: 1982, № 103

О П Е Ч А Т К И

Итоги науки и техники. Серия «Физика плазмы». Том 5.

Страница	Строка	Напечатано	Следует читать
19	14 стр.	$\omega^2 = \omega_p^2 + 3k^2 T_e j m - \dot{\omega}_p + k^2 v_e^2$	$\omega^2 = \omega_p^2 + 3k^2 T_e j m = \omega_p^2 + k^2 v_e^2$
64	13 св.	$j_1 < \gamma (M/m)^{1/2} j_+$	$j_1 < \gamma (M/m)^{1/2} j_+$
64	9 стр.	$j_2 = \frac{1}{4} e n_2 v_2$	$j_2 = \frac{1}{4} e n_2 v_2$
64	10 стр.	$j_1 < j_2$	$j_1 < j_2$
87	12 св.	898	989
101	15 св.	$l_u = \frac{1}{N \sqrt{\sigma_m \sigma_n}} = \frac{l_m}{\sqrt{\delta}}$	$l_u = \frac{1}{N \sqrt{\sigma_m \sigma_u}} = \frac{l_m}{\sqrt{\delta}}$
110	3 стр.	большими	большими
115	1 стр.	$\operatorname{div} n \mu_e E = 0, ()$	$\operatorname{div} n \mu_e E = 0 (49)$
121	12 стр.	$\hat{v}_{10} = \frac{d \ln v_{i0}}{d \ln E} \Big E = E_0$	$\hat{v} = \frac{d \ln v_{i0}}{d \ln E} \Big E = E_0$
187	16 стр.	(96)	9(a)
229	1 св.	$10^4 \div 10^5 \text{ эВ}^{1/2}$	$10^4 \div 10^5 \text{ эВ}$

Зак. 6306

Технический редактор Л. А. Белова

Сдано в набор 27.07.84 Подписано в печать 04.12.84 Т-21544
 Формат бумаги 60×90^{1/16}. Бум. тип. № 1 Литературная гарнитура.
 Высокая печать. Усл. печ. л. 16,5 Усл. кр.-отг. 16,75 Уч.-изд. л. 16,06
 Тираж 700 экз. Заказ 6306 Цена 2 р. 75 к.

Адрес редакции: 125219, Москва, А-219, Балтийская ул., Тел. 155-44-33
 Производственно-издательский комбинат ВИНТИ
 1400010, Люберцы 10, Московской обл., Октябрьский просп., 403

ИНТ «Физика плазмы», т. 5, 1984, 1—264

СОДЕРЖАНИЕ

соответствует рубрике 29.27 Рубрикатора ГАСНТИ

От редактора	3
<i>М. В. Незлин.</i> Электронные пучки в плазме	5
<i>В. Ю. Баранов, А. П. Напартович, А. Н. Старостин.</i> Тлеющий разряд в газах повышенного давления	90
<i>А. И. Морозов, А. П. Шубин.</i> Плазменные ускорители	178

Технический редактор *Л. А. Белова*

Сдано в набор 27.07.84 Подписано в печать 04.12.84 Т—21544
Формат бумаги 60×90¹/₁₆. Бум. тип. № 1 Литературная гарнитура.
Высокая печать. Усл. печ. л. 16,5 Усл. кр.-отг. 16,75 Уч.-изд. л. 16,06
Тираж 700 экз. Заказ 6306 Цена 2 р. 75 к.

Адрес редакции: 125219, Москва, А-219, Балтийская ул., Тел. 155-44-33
Производственно-издательский комбинат ВИНТИ
1400010, Люберцы 10, Московской обл., Октябрьский просп., 403

ИНТ «Физика плазмы», т. 5, 1984, 1—264

Дается обзор наиболее сильных коллективных (волновых) взаимодействий замеченных электронных пучков с плазмой, реализующихся в «гидродинамическом» режиме пучков высокой концентрации. Они выделяются своим характером (все частицы пучка раскачивают волны когерентно), проявлениями (неустойчивость пучков начинается с четко определенного порога, зависящего от скорости частиц пучка, геометрии системы, ее состава и напряженности магнитного поля) и условиями существования (пучок с компенсированным пространственным зарядом сам по себе может рассматриваться как плазменная система: его дебаевский радиус не превышает характерного размера пучка). Рассматриваемые взаимодействия выражаются в таких сильно нелинейных явлениях, как срыв тока пучка, ускорение (нагрев) частиц плазмы, когерентное рассеяние электромагнитных волн на пучках и др. Они используются в ряде приложений, в частности, в опытах по созданию высокотемпературной плазмы в магнитных ловушках и разработке новейших методов всеволновой генерации электромагнитных волн. В заключительном разделе обзора рассматриваются и сопоставляются с существующей теорией имеющиеся экспериментальные данные по солитонам (удиненным волнам) в электронных пучках. Они представляют интерес для физики нелинейных волн в плазме и в других средах. Библ. 119, ил. 31.

УДК 533.92

В. Ю. Баранов, А. П. Напартович, А. Н. Старостин. Тлеющий разряд в газах повышенного давления. «Физика плазмы. Т. 5» (Итоги науки и техники. ВИНТИ АН СССР) М., 1984, 90—177.

В обзоре описаны основные процессы низкотемпературной плазмы в газах повышенного давления. Приведены уравнения переноса заряженных частиц в условиях неравновесной функции распределения электронов по энергиям. Дается описание структуры тлеющего разряда при повышенном давлении газа, обсуждаются вопросы его устойчивости по отношению к развитию слоев и шнуров. Описывается ряд математических моделей разряда. Приводится обзор методов создания и поддержания как импульсных разрядов, так и разрядов в потоке газа. Библ. 233, ил. 24.

УДК 533.951

А. И. Морозов, А. П. Шубин. Плазменные ускорители. «Физика плазмы. Т. 5» (Итоги науки и техники, ВИНТИ АН СССР) М., 1984, 178—260.

В первой части обзора, во Введении, определено место плазменных ускорителей среди прочих систем ускорения потоков электрически нейтральных и заряженных частиц, затем вкратце перечислены рассматриваемые в обзоре вопросы. Во второй части обзора изложены механизмы ускорения квазинейтральных потоков плазмы. Рассмотрена динамика электронной компоненты и ее роль в создании объемных тепловых и существенно надтепловых электрических полей, определяющих ускорение плазмы. Приводятся результаты теоретического анализа и численного моделирования плазмодинамических течений и конфигураций в рамках кинетического и магнитогидродинамического подходов. В третьей части обзора рассмотрены конкретные типы современных плазменных ускорителей: неизотермические ускорители, ускорители с анодным слоем, ускорители с замкнутым дрейфом и протяженной зоной ускорения, импульсные ускорители, квазистационарные сильноточные ускорители, магнитоплазменные компрессоры, торцевые сильноточные и холловские ускорители. Изложены основы плазмооптики и проанализированы результаты экспериментов с плазменными линзами. В четвертой части коротко изложены современные и перспективные приложения плазменных ускорителей и плазмооптических систем в науке и технике: электрореактивные двигатели, моделирование астрофизических явлений и активные эксперименты в космосе, вакуумная ионно-плазменная технология (травление, полировка, нанесение покрытий, аморфизация) лазерная техника и проблема УТС. Библ. 174, ил. 31.

ВНИМАНИЮ ЧИТАТЕЛЕЙ!

ВИНИТИ предлагает информационное издание «Итоги науки и техники», серия

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ. Том 3

1982, 3 р.

Содержит:

Атомные процессы в плазме (авторы В. С. Лисица, В. И. Коган);

Плазма для лазеров (автор С. И. Яковленко);

Взаимодействие плазмы с поверхностями (автор Ю. В. Мартыненко);

Неравновесная плазма для химии (автор А. А. Иванов);

Неоклассическая теория процессов переноса в тороидальных магнитных ловушках (автор Л. М. Коврижных).

Издание высылается наложенным платежом.

Заказы от организаций и индивидуальных подписчиков направлять по адресу: *140010, г. Люберцы, 10 Московской обл., Октябрьский просп., 403. Производственно-издательский комбинат ВИНТИ, отдел распространения. Телефон 553-56-29.*

№ 87

Б Л А Н К - З А К А З

Просим выслать наложенным платежом «_____» экз. информационного издания «Итоги науки и техники», серия **Физика плазмы. Том 3**

Куда _____
 Кому _____
 Заказчик _____
 «_____» _____ 198__ г.

Ц	№ _____ 140010, Люберцы, 10 Московской обл.
----------	---------------------------------------------------

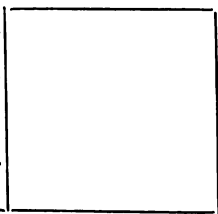
**ЦЕННАЯ БАНДЕРОЛЬ
 С НАЛОЖЕННЫМ ПЛАТЕЖОМ**

Наложенный платеж _____
 _____ руб. _____ коп.

Ценная на _____ руб. _____ коп.

Куда _____

 Кому _____



Просим ДВАЖДЫ написать точный почтовый адрес

Вес кг. _____ г. _____
 Весовой р. _____ к. _____
 Страховой р. _____ к. _____
 За налож. платеж р. _____ к. _____
 Итого р. _____ к. _____

140010, г. Люберцы, 10 Московской обл., Октябрьский проспект, 403, Производственно-издательский комбинат ВИНТИ.