

55  
А-60



Физический факультет

На правах рукописи

АЛЕКСАНДРОВ Андрей Федорович

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В СИЛЬНОТОЧНЫХ  
ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНЫХ ИСТОЧНИКАХ СВЕТА

01.04.08 - физика и химия плазмы.

Автореферат  
диссертации на соискание  
ученой степени доктора  
физико-математических наук

ИЗДАТЕЛЬСТВО МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА • 1974

S3.7.222  
A60

Работа выполнена на кафедре электроники физического факультета МГУ.

Официальные оппоненты:

Академик АН СССР, профессор В.А. ФАБРИКАНТ  
Чл.-корр. АН СССР, профессор Р.И. СОЛОУХИН  
Доктор физ.-мат. наук, профессор И.Н. ГОЛОВИН

Ведущее учреждение - Харьковский ордена Ленина физико-технический институт АН УССР.

Автореферат разослан " " \_\_\_\_\_ 1974 г.  
Защита состоялась " " \_\_\_\_\_ 1974 г.  
в \_\_\_\_\_ часов в аудитории \_\_\_\_\_ на заседании Ученого Совета физического факультета МГУ.

Ваши отзывы и замечания просим присылать по адресу:

Москва П17234, Ленинские горы, Физический факультет МГУ,  
Ученому секретарю.

Ученый секретарь Совета

доцент

(И.И. Ольховский)

I

В последнее десятилетие достигнут значительный прогресс в создании оптических квантовых генераторов (ОКГ) или, так называемых, лазеров высокой мощности. Наряду с твердотельными появились мощные газовые (газодинамические, электроразрядные и фотодиссоциационные) и химические лазеры. Большой вклад в этот прогресс внесла советская школа физиков во главе с лауреатами Ленинской и Нобелевской премий академиками Н.Г. Басовым и А.М. Прохоровым. При этом основной тенденцией в развитии ОКГ является расширение их спектрального диапазона, в частности, создание лазеров на более короткую длину волны, увеличение всей мощности излучения, создание многочастотных переключаемых лазеров. Создание таких лазеров потребовало разработки мощных источников света для их энергетической накачки. Обычные ксеноновые лампы, используемые для накачки твердотельных ОКГ явно не удовлетворяли запросам техники как по мощности, так и по спектру излучения. Потребовались более мощные источники света как в видимой, так и в ультрафиолетовой областях спектра. В качестве таких источников света начали использовать свечение ударных волн, взрывающиеся проволочки, электрический разряд в газах; наиболее широкое распространение получили сильноточные электроразрядные источники света.

Основным препятствием на пути повышения температуры и мощности импульсных ксеноновых источников света является контакт плазмы со стенками разрядной трубки, вследствие чего имеется предел величины вводимой в разряд энергии, определяемый механической прочностью трубки [1]. Принципиально такой предел отсутствует, если мы имеем дело с самосжатым разрядом, в котором роль стенок играет магнитное поле разрядного тока.

1-1200



Сильноточный самосжатый электрический разряд в газе (пинч-эффект) привлек внимание физиков еще в начале 50-их годов как возможный способ создания высокотемпературной плазмы для иницирования управляемых термоядерных реакций. Примерно в это же время были достаточно полно исследованы физические процессы, протекающие в таких разрядах и определяющие их динамику [2]. Эти исследования показывали, что удержание плазмы собственным магнитным полем разрядного тока принципиально возможно, однако время жизни такого самосжатого состояния разряда крайне мало из-за развития в нем неустойчивостей. Теоретически были определены спектры неустойчивых колебаний, а также предложены методы их стабилизации [3]. Однако, область параметров плазмы, для которых теория предсказывала возможность осуществления длительного удержания, оказалась весьма узкой и неприемлемой для первоначально поставленной цели - создания управляемого термоядерного синтеза. С другой стороны, сами экспериментальные и теоретические исследования высокотемпературного разряда значительно обогатили наши знания в области физики плазмы, по существу превратив ее в самостоятельную область физики.

Основные параметры самосжатого разряда, используемого как источник излучения, существенно иные, чем у высокотемпературного разряда. Выбор параметров разряда (его линейных размеров, сорта газа, плотности и температуры) диктуется параметрами излучения в нужной области спектра и необходимой длительностью излучения. Представляющий интерес для накачки оптических квантовых генераторов спектральный интервал излучения приводит к характерной области температур излучающей поверхности черного тела порядка 2-5 эв. При этом длительность излучения должна

составлять 30-100 нсек. Очевидно, что поддерживать плазму столь длительное время при такой высокой температуре возможно лишь благодаря ее непрерывному омическому нагреву. Для эффективного использования разряда в газе в качестве источника излучения необходимо, кроме того, достичь высокой плотности частиц, что обеспечивает возможность создания оптически прозрачного разряда в указанной области температур. При переходе в область несколько более высоких температур, при которых разряд можно считать оптически прозрачным, большая плотность частиц требуется для создания существенного потока излучения. Еще одним требованием, предъявляемым к разряду, является отсутствие плотного слоя холодного газа ("шубы"), окружающего разряд и способного поглотить значительную часть излучения. Избежать образования шубы можно пропуская через разряд достаточно большие токи, приводящие к самосжатию разряда с почти полным захватом и ионизацией газа в объеме. Говоря об использовании самосжатого разряда для энергетической накачки лазеров, нельзя не упомянуть также о том, что возможна эффективная накачка твердотельных лазеров при помещении кристалла активного вещества непосредственно внутрь разрядной камеры, в которой иницируется линейный пинч [4].

Применение теории равновесия и устойчивости высокотемпературного разряда в рассматриваемой нами ситуации, вообще говоря, представляется невозможным. Дело в том, что основное внимание при построении этой теории уделялось не очень плотной, высокотемпературной, всегда оптически прозрачной плазме, находящейся в условиях, характерных для проблемы термоядерного синтеза. Излучение при этом не играет существенной роли в динамике раз-

вития разряда. Использование разряда как источника излучения приводит к необходимости рассматривать область высоких плотностей и низких, по сравнению с термоядерными, температур, когда излучение является основным механизмом переноса энергии и играет определяющую роль в процессе развития разряда. Кроме того, при таких температурах существенными становятся эффекты, обусловленные конечной проводимостью плазмы (отсутствие скринирования тока, диффузия электрического и магнитного полей и др.), не играющие практически никакой роли в случае высокотемпературной термоядерной плазмы.

Из сказанного следует, что к моменту начала настоящих исследований теория самозагорающегося разряда в плотной, сравнительно низкотемпературной плазме с конечной проводимостью, по существу, отсутствовала. Отсутствовали и систематические экспериментальные исследования подобных разрядов.

Необходимо далее отметить, что, с другой стороны, для решения поставленных выше целей создания эффективных методов энергетической накачки ОКГ актуальным представляется также изучение сильноточных разрядов, создаваемых непосредственно в неограниченной газовой среде, поскольку может оказаться, что в случае, когда активной средой ОКГ является газ, наиболее эффективна его накачка с помощью создания разряда непосредственно в этом газе [5]. Физические процессы на ранних стадиях таких разрядов близки к процессам в обычных искровых разрядах. Однако в то время как в искровом разряде оптическая толщина горячего газа мала и определяющим процессом теплопередачи является электронная теплопроводность, то применяемые в ОКГ сильноточные разряды, наоборот, характеризуются большой оптической толщиной и расширение канала разряда происходит за счет механизма лучистой теп-

лопроводности [6].

Определенный интерес представляет также исследование характеристик источников излучения, представляющих собой ограниченные стенкой разряды, подобные обычным ксеноновым лампам накачки, но с более высокой яркостной температурой  $T \approx 1,5$  эв.

Заметим, наконец, что изучение плотной сравнительно низкотемпературной плазмы в условиях, когда процессы переноса излучения играют определяющую роль в ее динамике и энергетике, помимо задачи создания особо высокоинтенсивных источников излучения, может представить и чисто физический интерес, в частности, с точки зрения исследования общих свойств плотной низкотемпературной плазмы в условиях, когда плазму нельзя рассматривать как идеальную.

Таким образом, речь идет о теоретическом и экспериментальном изучении излучающих сильноточных разрядов как удерживаемых в вакууме за счет собственного магнитного поля разрядного тока (вакуумные разряды), так и свободно развивающихся в неограниченной газовой среде высокой плотности (атмосферные разряды). Конкретно стояла задача развития теории излучающих сильноточных разрядов, экспериментальной проверки основных результатов теории, а также экспериментального исследования характеристик таких разрядов с точки зрения возможности их практического применения как источников излучения.

В соответствии с этим работа разделена на две части: в первой излагаются вопросы теории сильноточных излучающих разрядов, во второй — результаты экспериментального исследования таких разрядов.

Переходя к краткому изложению основного содержания настоящей работы, следует сделать некоторые замечания. Во-первых,

в построении теории рассматриваемых разрядов на разных этапах участвовали различные авторы. Так, например, устойчивость равновесного состояния излучающих разрядов постоянного тока изучена в работах [7], в работах [8] изучены оптически прозрачные разряды, а в [6] построено общее автомодельное решение для разрядов в атмосфере. Во-вторых, параллельно с нашими экспериментами экспериментальное изучение сильноточных излучающих разрядов проводилось в ФИ АН СССР, однако основное внимание там уделялось разряду в литии [9], который является удобной моделью оптически прозрачного разряда, в то время как в настоящей работе основное внимание уделено разрядам в оптически плотной плазме в парах тяжелых элементов. В целях удобства изложения и понимания состояния рассматриваемой проблемы в целом, результаты указанных работ излагаются попутно с оригинальными результатами, полученными при участии автора.

Теоретически рассмотрены две геометрии разряда - линейный цилиндрический разряд (Z-пинч) и так называемый разряд с обратным током (обратный пинч), представляющий собой трубчатый слой плазмы (предельным случаем которого при бесконечно большом радиусе трубки является плоский разряд). Первая геометрия отвечает излучающим разрядам со сравнительно небольшой излучающей поверхностью и рассчитанным на относительно малые времена, вторая позволяет достичь максимальной абсолютной энергии и длительности излучения. Применительно к каждой из этих геометрий решаются три основные проблемы - равновесия, формирования и устойчивости разряда.

Первая глава посвящена подробному анализу основных параметров излучающих разрядов (§ 1). На основе этого анализа обо-

сновивается применимость к таким разрядам модели радиационной магнитной гидродинамики (§ 2), рассматриваются различные приближенные методы решения уравнений переноса излучения - приближение лучистой теплопроводности для оптически непрозрачного разряда, когда основную часть излучения составляют кванты с длинами пробега, существенно меньшими характерных размеров системы (§ 3), приближение объемного излучения - для оптически прозрачного разряда, когда основную часть излучения составляют кванты с длинами пробега, большими характерных размеров, а также предлагается простейшее приближение для промежуточного случая оптически полупрозрачного разряда (§ 4). Суть метода заключается в том, что плазма считается полностью прозрачной для квантов с  $\nu > \nu_0$  и полностью непрозрачной для квантов с  $\nu < \nu_0$ , где  $\nu_0$  - частота, соответствующая равенству единице оптической толщины разряда. При этом отношение потока излучения такого разряда к потоку излучения абсолютно черного тела выражается известной функцией  $\Psi(\nu_0)$ . Каждому из этих приближений физически соответствует отдельный класс разрядов со своими специфическими свойствами: разряды в оптически непрозрачной, прозрачной или полупрозрачной плазме ("серый" разряд), причем последний класс является наиболее общим и содержит два первых в качестве предельных случаев. Основное внимание в настоящей работе уделено оптически непрозрачным и серым разрядам.

Глава II посвящена теоретическому анализу равновесия излучающих разрядов. В § 5 в приближении лучистой теплопроводности, не конкретизируя механизм излучения, находятся равновесные решения для прямого и обратного пинча. При этом оказывается, что разряд имеет резкую границу и параболическое распределение плот-

ности и температуры по сечению, причем имеется область изменения параметров, в которой в силу большей лучистой теплопроводности температура в разряде практически постоянна по сечению разряда. Основные параметры плазмы — плотность, температура и характерный размер, оказываются связанными простыми соотношениями с внешними параметрами разрядной цепи — полным разрядным током  $\mathcal{I}$ , полным числом частиц, захваченных на единицу длины разряда  $N_n$ , а в случае обратного пинча — еще и через его радиус  $R_0$ . Однако КПД (коэффициент преобразования  $\eta_i$  электрической энергии в излучение нужного спектрального диапазона  $\Delta\lambda_i$ ) оптически непрозрачного разряда достаточно мал, узка и область существования разряда с однородной температурой. Так для линейного разряда в случае многократной ионизации эта область определяется неравенствами

$$13 \cdot 10^5 a = \mathcal{I}_{min} < \mathcal{I} < \mathcal{I}_{max} = 4,2 \cdot 10^5 a \quad (1)$$

Физический смысл нижнего предельного тока  $\mathcal{I}_{min}$  состоит в том, что при этом значении оптическая толщина плазмы падает до единицы, а вблизи верхней границы распределение температуры становится столь же неоднородным по сечению разряда, как и распределение плотности. Область существования обратного пинча с однородной температурой в оптически непрозрачной плазме для случая излучения многократно ионизованными атомами определяется неравенствами

$$10^{-40} \frac{Z^{3/5} [(1+Z)N_n]^{11/5}}{R_0^{6/5}} a = \mathcal{I}_{min} < \mathcal{I} < \mathcal{I}_{max} = 155 \cdot 10^{-39} \frac{Z^{3/5} [(1+Z)N_n]^{11/5}}{R_0^{6/5}} \quad (2)$$

причем теперь уже переход к прозрачному разряду происходит при  $\mathcal{I} > \mathcal{I}_{max}$ , а к случаю сильно неоднородной температуры — при  $\mathcal{I} < \mathcal{I}_{min}$ .

В следующем § 6 исследуется равновесие оптически прозрачного разряда для случаев тормозного механизма излучения и излучения многократно ионизованными атомами. Полученные в работе общие распределения параметров плазмы в прозрачном разряде с обратным током показывают, что в этом случае разряд не имеет резкой границы, а распределение температуры в нем неоднородно по сечению в той же степени, что и распределение плотности. В общем случае параметры такого разряда также могут быть выражены через  $\mathcal{I}$ ,  $N_n$  и  $R_0$ , что позволяет написать приближенное выражение через  $\mathcal{I}$  и  $N_n$  параметров линейного прозрачного разряда, хотя строго в таком разряде  $N_n$  расходится. Для разряда в оптически прозрачной плазме характерны более высокая температура и более низкая плотность, чем для непрозрачного разряда. КПД такого разряда может быть существенно выше, чем у непрозрачного разряда, в силу известной селективности его излучения по отношению к длинноволновым квантам. Равновесные распределения прозрачного и непрозрачного разрядов, а также области их существования существенно отличаются друг от друга. Это приводит к тому, что между прозрачным и непрозрачным разрядом имеется достаточно широкая область, которую следует рассматривать как полупрозрачную. В § 7 исследуется равновесие таких разрядов в приближении однородной температуры в разряде. Возможность такого приближения обосновывается тем, что и в этой промежуточной области имеется достаточное количество длинноволновых квантов, обеспечивающих необходимую для выравнивания температуры в раз-

ряде скорость лучистого теплообмена. Оптически полупрозрачные разряды имеют более высокий КПД и более широкую область существования по току, чем оптически непрозрачные, за счет значительного (более 3-х раз) уменьшения  $\mathcal{I}_{min}$  для случая линейного разряда и увеличения  $\mathcal{I}_{max}$  для разряда с обратным током. Параметры полупрозрачного разряда выражаются через параметры внешней цепи  $\mathcal{I}$ ,  $N_n$ ,  $R_o$  и коэффициент "серости" разряда  $\mathcal{F}$  ( $\nu_o(\mathcal{I})$ ). При этом для линейного разряда температура на его оси  $T(o)$  и характерный размер неоднородности плотности плазмы  $r_p$  (радиус разряда) выражаются формулами:

$$T(o) = 36 \cdot 10^{13} \frac{\mathcal{I}^2}{(1+\mathcal{I})N_n}, \quad r_p = 8,15 \cdot 10^{-21} \frac{\mathcal{I}^{1/3}(1+\mathcal{I})^{11/6} N_n^{1/2}}{\mathcal{F}^{1/3} \mathcal{I}^3}, \quad (3)$$

где температура выражена в градусах Кельвина, характерный размер разряда - в см,  $\mathcal{I}$  - в амперах, а  $N_n$  - в  $\frac{1}{\text{см}}$ . Для случая обратного разряда температура в центре плазменной оболочки  $T_m$  и ее характерная толщина  $2X_p$  выражаются как

$$T_m = 9,7 \cdot 10^3 \left( \frac{\mathcal{I}}{1+\mathcal{I}} \right)^{2/3} \frac{\mathcal{I}^{2/3}}{N_n^{2/3} R_o^{6/3} \mathcal{F}^{2/3}}, \quad (4)$$

$$X_p = 6 \cdot 10^{-10} \mathcal{I}^{2/3} (1+\mathcal{I})^{11/3} \frac{R_o^{7/3} N_n^{11/3}}{\mathcal{F}^{2/3} \mathcal{I}^{18/3}}$$

Формулы (3) и (4) справедливы и для оптически непрозрачных разрядов, при этом следует только положить  $\mathcal{F} = 1$ .

В главе III проводится анализ нестационарных излучающих разрядов, который включает в себя анализ стадии формирования сильноточных самосжатых разрядов (§ 8), сильноточных разрядов переменного тока (§ 9), а также сильноточный разряд в газе при

высоком давлении (§ 10). Формирование сильноточных разрядов исследуется для случая оптически непрозрачной плазмы. Анализируются режимы быстрого (по сравнению с характерным гидродинамическим временем) и медленного нарастания разрядного тока. Для случая быстрого режима формирования находятся приближенные решения, позволяющие определить характерное время формирования, которое оказывается достаточно малым - порядка  $r_p/v_A$ , где  $v_A$  - альфвеновская скорость. В случае медленного режима формирования (характерная скорость формирования значительно меньше скорости изотермического звука  $v_s$ ) состояние разряда в процессе формирования остается квазиравновесным, а характерное время сжатия совпадает с характерным временем изменения силы разрядного тока. В случае оптически прозрачных разрядов задачу формирования решить не удастся вследствие того, что в нем время формирования равновесного состояния порядка времени развития крупномасштабной перегревной неустойчивости. Рассмотрение показывает также возможность существования специфического разряда переменного тока, в котором разрядный ток осциллирует во времени с частотой, лежащей в пределах между характерными обратными скиновым и гидродинамическим временами. Такой разряд может классифицироваться как высокочастотный пинч. Параметры квазиравновесного состояния такого разряда выражаются формулами (3) и (4), в которых температура и сила разрядного тока должны быть заменены их эффективными значениями. Наконец, в § 10 проанализированы основные закономерности развития сильноточных разрядов в атмосфере, которые вытекают из автономных решений уравнений радиационной магнитной гидродинамики. Оказывается, что для частного случая линейного закона нарастания тока область

применимости автомоделной теории ограничена временным интервалом (с момента начала развития разряда), определяемым неравенствами

$$\frac{35}{F^{1,17}} < t < \frac{17}{F^{1,05}} \quad (5)$$

где  $t$  выражено в мксек, а  $F$  - скорость нарастания силы разрядного тока ( $J(t) = F \cdot t$ ) - в единицах  $10^{10}$  а/сек. Внутри этого временного интервала радиус разряда (радиус токовой зоны)  $R$ , температура  $T$  (которая вследствие большой лучистой теплопроводности практически однородна по радиусу) и масса газа, захваченного на единицу длины разряда,  $M_n$  выражаются формулами

$$\begin{aligned} R &= 192 \cdot 10^4 F^{0,33} t^{0,825} \\ T &= 105 \cdot F^{0,34} t^{-0,033} \\ M_n &= 4,66 \cdot 10^3 F^{0,96} t^{1,375} \end{aligned} \quad (6)$$

Соотношения (5) и (6) относятся к случаю разряда в воздухе при атмосферном давлении. Снизу область применимости автомоделной теории (левое неравенство (5)) ограничена условием оптической непрозрачности разряда, сверху - отсутствием пинч-эффекта. В работе предлагаются также модель атмосферных разрядов для случая, когда в процессе их развития наступает пинчевание разряда.

Вопросам устойчивости сильнотоковых излучающих разрядов посвящена глава IV. В § II формулируются общие методы исследования устойчивости сильнотоковых разрядов и записывается полная система линеаризованных уравнений радиационной магнитной гидродинамики для общего случая оптически полупрозрачной плазмы, из анализа которой могут быть получены все сведения об устойчиво-

сти сильнотоковых разрядов, приведенные в следующих параграфах. Анализ устойчивости для случая излучающих разрядов проводится аналогично случаю высокотемпературной плазмы, поэтому для полноты картины в этой главе рассмотрены также и некоторые вопросы устойчивости плазмы с идеальной проводимостью. В §§ 12 и 13 исследуются силовые (связанные с нарушением силового равновесия разряда) неустойчивости и показывается, что по отношению к такому типу неустойчивости полупрозрачный и непрозрачный разряды ведут себя одинаково и их колебания описываются одной и той же системой уравнений. В § 12 анализируются спектры силовых неустойчивостей перетяжного типа и их зависимость от проводимости плазмы для случая оптически непрозрачной и оптически прозрачной плазмы. В следующем § 13 рассмотрены спектры силовых неустойчивых колебаний другого типа, а именно, типа игольчатых и шнурований. В § 14 приводятся спектры так называемой перегретной неустойчивости, связанной с нарушением теплового баланса в оптически прозрачном разряде. Кратко рассмотрен также общий случай произвольного механизма излучения. Наконец, в § 15 кратко проанализирована устойчивость квазиравновесного состояния разряда переменного тока.

Проведенный анализ показывает, что наибольшей устойчивостью обладают разряды с обратным током в оптически полупрозрачной и непрозрачной плазме, которые подвержены быстроразвивающейся перегретной мелкомасштабной неустойчивости и крупномасштабным неустойчивостям типа перетяжек и шнурований. Крупномасштабная перегретная неустойчивость в полупрозрачном и тем более непрозрачном разряде стабилизирована излучением длинноволновых квантов. Время жизни таких разрядов при этом порядка

$$\tau \sim \gamma^{-1} \approx \frac{R_0}{v_s} \quad (7)$$



где  $\gamma$  - инкремент развития крупномасштабной перетяжной неустойчивости. (Время жизни линейных разрядов из-за большей кривизны силовых линий магнитного поля в  $R_0/r_0$  раз меньше). Таким образом, полупрозрачный разряд сочетает в себе достоинства как непрозрачного разряда - высокую устойчивость, так прозрачного разряда - селективность излучения и, соответственно, больший, чем у непрозрачного разряда, коэффициент преобразования излучения.

С практической точки зрения изложенная в главах II-IV теория призвана дать возможность оценить основные равновесные параметры излучающих разрядов, позволить идентифицировать те или иные неустойчивости, возникающие в пламенных разрядах в рассмотренных условиях, и определить таким образом времена их существования, а тем самым дать возможность сделать выводы об относительной перспективности использования различных сильноточных разрядов в качестве мощных импульсных источников света.

В заключение первой части работы в главе V анализируется возможность построения теории ограниченных стенками излучающих разрядов (ксеноновых ламп накачки) на основе модели радиационной магнитной гидродинамики и область ее применимости. В § 16 приводятся результаты такой теории для случая разряда в оптически непрозрачной, а в § 17 - для случая оптически прозрачной плазмы. Последний, 18-й параграф этой главы посвящен рассмотрению условий существования в таких разрядах перегретой неустойчивости. Оказалось, что для области достаточно больших плотностей разрядного тока ( $j > 10^5$  а/см<sup>2</sup>), когда плазма разряда оптически непрозрачна, а потерями энергии на стенках разрядной трубки можно пренебречь, возможно получение в рамках указанной модели соотношений, позволяющих проводить расчет основных па-

раметров таких разрядов для типичных условий работы импульсных ксеноновых ламп при их использовании как источников ультрафиолетового излучения (малые длительности  $\leq 100$  мксек и относительно высокие температуры  $\geq 15.000^\circ\text{K}$ ).

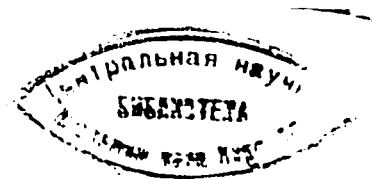
Вторая часть диссертации посвящена изложению результатов экспериментального исследования сильноточных излучающих разрядов, образованных электрическим взрывом проводников в вакууме и в воздухе при атмосферном давлении.

В главе VI дается краткое описание основных элементов и приводятся данные об основных параметрах генераторов импульсных токов (ГИН), с помощью которых в настоящей работе создавались различные типы сильноточных излучающих разрядов (§ 19), а также диагностических методов, использовавшихся для определения параметров таких разрядов. Использовались два ГИНа с емкостными накопителями, параметры которых были следующими: рабочее напряжение  $2\% \leq 50$  кв, емкость и максимальная запасенная энергия первого ГИНа 72 мкф и 90 кдж, второго ГИНа (установка "Фотон") 500 мкф и  $\sim 600$  кдж соответственно. Обе установки работали в квазипериодическом режиме. Длительность первого полупериода I-ой установки составляла при этом  $\sim 12$  мксек, установки "Фотон" - от 30 до 55 мксек. В § 20 дается описание методов измерения макроскопических (крупномасштабных, либо средних по времени или объему) характеристик разряда (измерение токов и напряжений, магнитные зонды, скоростная фотография, пьезодатчики, лазерное просвечивание); в § 21 - описание спектроскопических методов исследования временного хода и характера спектра разряда, а также определение с его помощью таких параметров, как оптическая толщина разряда, температура и концентрация компонент плазмы (яркостная температура излучения в континууме,

пгарковское упренне и относительная интенсивность линий в области прозрачности, метод Баргелса для оптически плотной плазмы). Наконец, в § 22 обсуждаются основные методы, применяющиеся в работе для исследования абсолютного выхода излучения разрядов (калиброванные фотоэлементы, калориметры).

В главе УП излагаются результаты исследования динамики и излучения линейных сильноточных самосжатых разрядов ( $Z$ -пинчи) в вакууме. Предварительно в § 23 приводятся основные особенности и специфические характеристики явления электрического взрыва проводников в вакууме, а точнее - газоразрядной (плазменной) стадии этого явления. Возможность создания таким путем оторванного от стенок разрядной камеры плазменного шнура с определенным фиксированным числом частиц, позволяет использовать это явление для создания линейных самосжатых разрядов с указанными выше параметрами. Модель оптически прозрачного разряда реализуется с хорошей степенью приближения при варье литиевых проволочек. Основные результаты исследования сильноточных разрядов в литии, проведенных в ФИАН СССР, излагаются кратко в § 24. В § 25 даны результаты проведенного в настоящей работе на первой экспериментальной установке исследования равновесной самосжатой стадии коротких разрядов (длиной 5 см) в оптически полупрозрачной и непрозрачной плазме в парах тяжелых элементов. Эксперименты показали, что при достаточно больших скоростях ввода энергии в проводник и достаточно больших ее абсолютных значениях в результате электрического взрыва проводников образуется шнур плазмы, в который практически полностью вовлечены частицы взорванной проволочки. В случае малых разрядных промежутков сила тока в разряде осциллирует, достигая максимального значения  $\sim 380$  ка при зарядном напряжении

$U_0 = 30$  кв. Осциллирует также и излучение разряда: максимумы тока сопровождаются мощными вспышками континуума, между которыми спектр носит преимущественно линейчатый характер. При этом вблизи первого максимума тока наблюдается хорошо выраженная стадия, когда разряд удерживается в равновесии собственным магнитным полем, а его излучение в регистрируемой области спектра (220 + 600 нм) близко к излучению абсолютно черного тела с яркостной температурой, достигавшей в условиях эксперимента абсолютной величины  $T \approx 6$  эв. В этой области основные закономерности поведения параметров разряда (характерный размер, температура) полностью соответствуют теоретическим (формулы (3)). Это же касается и диапазона изменения силы разрядного тока, определяющего область существования самосжатого непрозрачного разряда (см. неравенства (1)). Эксперименты показали, что при малых токах, меньших некоторого  $I_{min} \approx 100+140$  ка, независимо от материала взорванной проволочки, яркостная температура начинает падать с уменьшением длины волны. С другой стороны, при больших разрядных токах ( $I_{max} = 300 + 400$  ка) наблюдается сильное расхождение яркостной температуры разряда, соответствующей истинной температуре поверхности разряда, и среднего по сечению разряда значения температуры (данные, полученные из измерения проводимости разряда), что свидетельствует о сильной неоднородности распределения температуры в плазме. Короткие разряды ( $l = 2\tau_0$ ) оказались весьма устойчивыми, по-видимому, из-за стабилизирующего влияния электродов, поэтому исследование силовых неустойчивостей оптически непрозрачных разрядов проведено в экспериментах с длинными разрядными промежутками ( $l \approx 25$  см). Результатами такого исследования посвящен § 26. Пространственный Фурье-анализ



возмущений формы разрядного канала показал, что разряду присущи неустойчивости типа перетяжек и изгибов, причем максимальной амплитудой обладают гармоники перетяжечной неустойчивости с  $k_2 r \approx (0,7+0,9)$ , а для винтовых неустойчивостей максимальная амплитуда возмущений с  $k_2 r \approx 0,15$  ( $k_2$  - продольное волновое число). Изучение временного развития этих возмущений позволило определить инкременты их развития, которые оказались в полном количественном согласии с результатами теоретического расчета. Инкременты развития перетяжек и изгибов для случая разряда в парах серебра оказались равными  $\sim 10^5 \text{ сек}^{-1}$  и  $\sim 3,5 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}$  соответственно и увеличиваются с уменьшением атомного веса материала взрываемой проволоочки  $A$  как  $\sqrt{A}$ . В заключение этой главы в § 27 анализируется энергобаланс в вакуумных непрозрачных разрядах и приводятся основные данные, характеризующие такой разряд как источник излучения. Оказалось, что в полном соответствии с теорией в случае, когда влияние приэлектродных областей мало (длинные разрядные промежутки  $l \approx 100 \text{ см}$ ), практически вся рассеянная в разряде электрическая мощность переходит в излучение. В случае коротких разрядных промежутков значительная доля энергии может уходить на электроды. При этом баланс энергии в момент первого максимума тока выглядит следующим образом: около трети рассеянной в разряде энергии  $Q$  уходит в излучение в полосе прозрачности кварца  $W_2$ , также около трети - в излучение более коротковолнового диапазона ( $\lambda < 200 \text{ нм}$ ), которое поглощается кварцевой колбой, оставшая часть переходит во внутреннюю энергию плазмы (энергия ионизации и тепловая энергия) и уходит на электроды. Исследования в работе разряды длиной 96 см могут представлять непосредственный практический интерес как высокоинтен-

сивные источники излучения. Действительно, при этом в течение первого полупериода (длительность  $\sim 42,5 \text{ мксек}$ ) в разряд вкладывается до 70% от запасенной в батарее конденсаторов энергии, из которой более 50% переходит в излучение в полосе прозрачности кварца (по данным калориметрических измерений при  $U_0 = 15 \text{ кв}$  в излучение переходит около 20 кДж). В работе приведен также анализ оптимальных режимов вакуумных полупрозрачных разрядов как источников излучения нужного спектрального диапазона, которые определяются характерными размерами разряда (скоростью расширения плазменного канала  $v$ ), его яркостной температурой, а также коэффициентом преобразования вложенной в разряд энергии в энергию излучения  $\eta = \frac{W}{Q} 100\%$ . Анализ показал, что яркостная температура разряда в момент первого максимума тока, скорость его расширения и выход излучения растут с увеличением вложенной в разряд энергии, однако максимальное преобразование рассеянной в разряде электрической энергии в энергию излучения происходит при определенном значении вложенной на единицу длины разряда энергии  $Q' = \frac{Q}{l}$ . Так в полосе прозрачности кварца максимальное значение  $\eta_2 = 35\%$  достигается при величине  $Q' = 0,5 \text{ кДж/см}$ . Приблизительно при этом же значении  $Q'$  достигается и максимум преобразования в ультрафиолетовом диапазоне ( $220 + 270 \text{ нм}$ )  $\eta_3 = 7\%$ . Наблюдаемые закономерности объясняются как сдвигом планковской кривой при увеличении  $Q'$  (а следовательно,  $T$ ), так и уменьшением доли внутренней энергии в общем балансе.

Таким образом, для создания оптимального режима сильно-точного разряда в оптически полупрозрачной плазме целесообразно работать в атмосфере тяжелых элементов при  $J(t) \leq J_{\text{min}} = \text{const}$  и определенной скорости ввода энергии в проволочку, соответствующ-

щем максимуму  $\zeta$ . Необходимое значение температуры при этом подбирается изменением числа частиц в разряде, а скорость ввода энергии — величиной запасенной в установке электрической энергии. При выполнении этих условий разряд будет обладать достаточно большим временем устойчивого состояния, определенной селективностью излучения и высоким КПД.

Глава УД содержит результаты исследования сильноточных разрядов в атмосфере, инициируемых варивом длинных проволочек. На основе анализа характерных особенностей разрядов в атмосфере (§ 28) дается их деление на быстрые или квазиравновесные разряды, в которых магнитное удержание вследствие высокой скорости ввода энергии происходит на сравнительно ранней стадии процесса, и медленные или нестационарные (неравновесные разряды), характерные тем, что в основной фазе их развития происходит монотонное расширение токового канала. Результаты исследования основных характеристик (характерных размеров, температуры, активного сопротивления и т.п.) быстрых разрядов содержатся в § 29. Там же производится сравнение теории таких быстрых разрядов, предложенной в работе (§ 10), с экспериментальными результатами. § 30 содержит результаты исследования основных характеристик медленных разрядов, а § 31 — сравнение этих результатов с автомоделной теорией и результатами численных экспериментов, проведенных в содружестве с Институтом прикладной математики АН СССР. Следующий § 32 посвящен результатам, касающимся устойчивости сильноточных разрядов в атмосфере. Особенности энергетического баланса подобных разрядов исследованы в § 33. Там же приведены данные о выходе излучения и оптимальных энергетических режимах их использования как источников излучения в различных спектральных интервалах.

Быстрые или квазиравновесные разряды образуются при достаточно большой скорости ввода энергии в разряд и малом его периоде и характеризуются тем, что в них уже на ранних стадиях происходит пинчевание разряда, сопровождающееся отрывом ударной волны от токопроводящей оси. Быстрые разряды образовывались при взрыве в воздухе проволочек длиной 8 см на первой установке при  $U_0 \approx 20$  кв. Первый полупериод изменения силы разрядного тока при этом составлял около 10 мксек, декремент затухания  $\delta \approx 0,26$ , а амплитуда тока в первом максимуме  $I_0 \approx 240$  ка. Излучение таких разрядов осциллирует со временем, являясь черными точками максимумов тока и линейчатым между ними. В первом максимуме тока при этом достигалось значение яркостной температуры  $T \approx 8,5$  эв. Исследование временного хода изменения характерных размеров разряда и его температуры полностью подтвердило предложенный в работе механизм быстрых разрядов — развитие разряда по законам тепловой волны до момента пинчевания разряда и приобретение им характера вакуумного разряда переменного тока — после него. Начальная стадия такого разряда хорошо описывается автомоделной теорией при предположении о линейном законе нарастания силы разрядного тока (формулы (6)), однако область применимости этой теории (неравенства (5)) в быстрых разрядах слишком узка во времени (в условиях наших экспериментов от  $\sim 0,5$  до  $\sim 3+4$  мксек от начала процесса). Поздние стадии быстрого разряда хорошо описываются теорией вакуумного непрозрачного разряда переменного тока (формулы (8) с заменой  $I(t)$  на  $\frac{I_0}{\sqrt{2}} e^{-\delta t}$ ).

Подробное изучение нестационарной стадии разряда в атмосфере — стадии расширяющейся тепловой волны проведено на уста-

новке "Фотон" с большим периодом изменения силы разрядного тока ( $\sim 110$  мксек) на примере протяженных разрядов ( $\ell = 75$  см). При напряжении  $U_0 = 20$  кВ ( $I_0 = 145$  кА) происходит монотонное расширение канала разряда со скоростью порядка  $\dot{\ell} = 5 \cdot 10^4$  см/сек. С увеличением  $U_0$  скорость расширения также увеличивается, однако вблизи максимума тока начинает проявляться поджатие разряда собственным магнитным полем. В течение почти всего первого полупериода излучение разряда является непрерывным со слабыми линиями излучения атомов и ионов воздуха и взорванной проволоочки. Яркость излучения изменяется вместе с изменением силы разрядного тока, при этом в первом максимуме тока яркостная температура достигает (при  $U_0 = 20$  кВ) величины  $T \approx 18$  эв. На более поздних стадиях развития разряда его излучение носит линейчатый характер. Для условий этих экспериментов область применимости автомодельной теории достаточно велика (от  $\sim 4$  до  $\sim 20$  мксек от начала разряда). Для этого временного интервала проведено сравнение экспериментальных данных об основных характеристиках разряда (характерный размер, температура, проводимость) с результатами автомодельного расчета, а также с результатами численных экспериментов на ЭВМ БЭСМ-6, проведенных в Институте прикладной математики АН СССР. Сравнение показало, что автомодельная теория правильно описывает поведение всех основных параметров разряда, кроме температуры, для которой она дает только правильную величину ее среднего значения. Количественное согласие автомодельного расчета и эксперимента улучшается при увеличении скорости ввода энергии - при этом влияние начальных стадий разряда, не учитываемых теорией, уменьшается. Численные эксперименты дают не лучшее совпадение с экспериментом, чем автомодельный расчет

(в основном, за счет произвола в выборе начальных условий) однако обладают тем преимуществом, что позволяют количественно описать не только такие параметры разряда как характерный размер и температура, но и вольт-амперные характеристики разряда, исходя только из задания параметров экспериментальной установки.

Исследование устойчивости линейных атмосферных разрядов показало, что они подвержены неустойчивости типа перетяжек, причем максимальной амплитудой обладают неустойчивости с  $k_2 \ell \approx 1+2$ . Быстрое развитие неустойчивости происходит при достижении определенной величины силы разрядного тока, когда начинает играть роль давление собственного магнитного поля. При этом инкремент развития основной перетяжечной моды равен  $\chi \approx 10^5$  сек $^{-1}$ , что соответствует теоретическому значению обратного гидродинамического времени. В стадии свободного разлёта разряд обладает значительно более высокой устойчивостью.

На установке "Фотон" происходит эффективное преобразование запасенной энергии  $\mathcal{E}$  в рассеянную в разряде энергию  $\mathcal{Q}$ , которая в свою очередь эффективно преобразуется в излучение. Основной вклад энергии в разряд происходит в течение первого полупериода (за это время в разряд вкладывается до 80% от  $\mathcal{E}$ ). В это же время в полосе прозрачности воздуха ( $\infty > \lambda > 186$  нм) излучается около  $W_2 \approx 35$  кДж, т.е. коэффициент преобразования  $\eta_2 = 20\%$ , а в ультрафиолете  $W_3 \approx 9$  кДж, т.е.  $\eta_3 \approx 5\%$  (приведенные данные относятся к длине разряда  $\ell = 75$  см, разрядному напряжению  $U_0 = 30$  кВ и соответственно запасенной энергии  $\mathcal{E} = 225$  кДж). Характерной особенностью энергетического баланса атмосферных разрядов является то обстоятельство, что при их развитии значительная доля рассеянной электрической

энергии идет на ионизацию и нагрев вовлекаемого в разряд газа. Так же, как и в случае вакуумных разрядов температура, скорость расширения токовой зоны и выход излучения растут с увеличением удельной вложенной в разряд энергии  $Q'$ , а величина  $\eta$  проходит через максимум при определенном значении  $Q' \approx 0,5$  кДж/см (при этом  $\eta_2 = 82\%$ , а  $\eta_3 = 7\%$ ). Эти данные могут быть положены в основу выбора оптимальных режимов атмосферных разрядов как источников излучения.

Физическим процессам в сильноточных разрядах с обратным током посвящена глава IX. При этом § 34 содержит основные сведения о свойствах обратных плазм в газе при пониженных давлениях, а в последующих излагаются результаты экспериментов, проведенных в настоящей работе с целью создания сильноточных излучающих разрядов в вакууме и в воздухе при атмосферном давлении. В § 35 приводятся результаты исследования равновесных характеристик сильноточных излучающих разрядов, образованных взрывом многих проволок в вакууме, и их сравнение с результатами теории (§ 5), а в § 36 – характеристик сходящихся к оси разрядной камеры, расходящихся и стационарных плазменных оболочек (обратный разряд в атмосфере). Выявлены основные характеристики систем из многих расширяющихся плазменных каналов и их специфические особенности.

Исследование одновременного взрыва шести проволок в вакууме показало, что при этом формируется сложная плазменная оболочка, которая хорошо моделирует свойства оптически непрозрачного разряда с обратным током. В области вблизи первого максимума тока (длительность первого полупериода  $\sim 80$  нсек, сила тока в первом максимуме 600 кА) имеется четко выраженная стадия магнит-

ного удержания разряда, причем в этой области излучение разряда близко к излучению абсолютно черного тела. Для этой области экспериментальные результаты находятся в хорошем согласии с теоретическими. Это касается как области существования разряда (неравенства (2)), так и параметров плазмы (формулы (4)). Разряд проявляет высокую степень устойчивости, хотя следует отметить, что в условиях эксперимента время самоэтого состояния меньше характерных времен развития силовых неустойчивостей (время магнитного удержания порядка 10 нсек, а характерное время развития основных неустойчивостей согласно (7) – порядка 30 нсек).

Исследование формирования разрядов с обратным током в атмосфере позволило обнаружить характерную особенность взаимодействия токовых каналов, которая состоит в том, что при столкновении отдельных каналов не происходит их слияния в единый токовый слой. Причины этого явления не совсем ясны, и для их выяснения необходимо проведение специальных исследований. В то же время образовавшиеся при одновременном взрыве восьми проволок, равномерно расположенных по окружности радиуса 4 см, плазменные конфигурации ведут себя в целом как сплошные, что прежде всего касается общего характера и абсолютного выхода излучения. Скорости расширения отдельных каналов у сходящегося и расходящегося разрядов приблизительно одинаковы и порядка  $10^5$  см/сек. У стационарного разряда при тех же условиях эксперимента эта скорость несколько ниже. При образовании сходящихся оболочек происходит движение каналов разряда к центру камеры со скоростью  $\sim 10^5$  см/сек, причем при увеличении вводимой в разряд мощности эта скорость возрастает. С энергетической точки зрения закономерности поведения коаксиальных разрядов аналогичны соответствующим законо-

мерностям линейных разрядов в атмосфере. Исследованные разряды не проявляют признаков развития каких-либо крупномасштабных неустойчивостей, если не считать того факта, что эффект неслияния отдельных каналов может быть приписан присущей плоским разрядам неустойчивости типа пнурования.

Наконец, в последней X главе дан краткий обзор результатов основных экспериментальных работ, посвященных исследованию характеристик импульсных ксеноновых ламп (§ 37) и проведено сравнение экспериментальных данных с развитыми в главе У теоретическими представлениями (§ 38). Сравнение экспериментальных результатов и результатов численного расчета с теоретическими результатами показали их хорошее согласие в области применимости теоретических представлений (высокие плотности тока и высокие температуры  $T \approx 15000^\circ\text{K}$ ).

Все исследованные типы разряда обладают высокой излучательной способностью, что делает их перспективными источниками излучения. В приводимой ниже таблице представлены основные характеристики излучающих разрядов различных типов (ксеноновые импульсные лампы, сильноточные разряды в литии, самосжатые разряды в атмосфере тяжелых газов и атмосферные разряды), позволяющие судить об их свойствах как источников излучения. Видно, что в отношении коэффициента преобразования излучения сильноточные самосжатые разряды и атмосферные излучающие разряды по крайней мере не хуже стандартных ксеноновых импульсных ламп, но обладают существенно большим абсолютным выходом излучения.

Выход излучения исследованных линейных разрядов может быть увеличен, однако не существенно, не более чем на порядок при разумных геометрических размерах. Существенное увеличение абсолют-

ного выхода излучаемой энергии в времени устойчивого состояния разряда возможно при использовании обратных пинчей.

Основные результаты работы доложены на IX Международной конференции по явлениям в ионизованных газах (Бухарест, 1965 г.), II-ой (Минск, 1969 г.) и III-ей (Москва, 1971 г.), Всесоюзных конференций по физике низкотемпературной плазмы, сессии Отделения общей физики и астрономии АН СССР (Москва, июнь, 1971 г.), Ломоносовских чтениях МГУ (Москва, 1970 и 1971 гг.) и опубликованы в работах [10+27].

Таблица

Тип разряда	Длина : Демпа : : : : : :ИФП-5000 :		: взрыв в ваку- :		Разряд в :		: взрыв в ваку- :	
	см	900/20	см	см	воздухе	см	см	см
Длина разряда $\ell$ [см]	25	90	14,5	92	75	75	95	95
Длительность основной фазы разряда $\tau$ [мксек]	620	150	70	140	55	55	86	86
Энергия батареи $\mathcal{E}$ [кдж]	5	20	26,5	72	88	225	56,7	72,8
Введенная энергия $Q$ [кдж]	4	16	17,5	60	60	180	36	51
Максимальная температура $T$ [10 <sup>3</sup> °К]	9,0	11,0	17,0	28,0	26,0	31,0	21,5	24,0
Энергия излучения:								
$W_1$ ( $\lambda > 200$ нм) [кдж]	-	-	-	28	-	-	12,5	20,5
$W_2$ ( $\lambda > 180$ нм) [кдж]	-	-	-	-	20	35	-	-
$W_5$ ( $270 > \lambda > 220$ нм) [кдж]	0,2	1,0	1,0	-	4,4	9	2,6	2,9
Полная излученная энергия (кварцевый калориметр) [кдж]	2,6	-	6,7	-	38	-	19	29
Коэффициент преобразования								
-"-	$\eta_1$	/	%	/	-	-	34,5	40
-"-	$\eta_2$	/	%	/	33,4	19,5	-	-
-"-	$\eta_5$	/	%	/	7,35	5	7,2	5,7

ЛИТЕРАТУРА

- И.С.Маршак. Импульсные источники света. Госэнергоиздат, М.-Л. (1963).
- Л.А.Арцимович. Управляемые термоядерные реакции. Физматгиз, М. (1963).
- Сб. "Вопросы теории плазмы" под ред. М.А.Леонтовича, вып.1+7, Атомиздат, М., (1963+1973).
- М.Р.Бедилов, В.Н.Дихачев, Г.В.Михайлов, М.С.Рабинович, ИЭТФ, 48, 95 (1965).
- Rice Walter W. , Jensen Reed J., Appl.Phys.Lett., 22, 67(1973).
- Н.Г.Басов, Б.Л.Борович, В.С.Зуев, В.Б.Розанов, Д.Д. Стойлов. ИТФ, 40, 516, 805 (1970).
- А.А.Рухадзе, С.А.Тригер. ИИТФ, № 3, II (1968); ИТФ, 40, 1817 (1970).
- В.Б.Розанов. ДАН СССР, 182, 320 (1968), В.Б.Розанов, А.А.Рухадзе, С.А.Тригер. ИИТФ, 5, 18 (1968).
- А.Д.Клементов, Г.В.Михайлов, Э.А.Николаев, В.Б.Розанов, Ю.И.Свириденко. ТВТ, 8, 736 (1970).
- A.F.Alexandrov, A.A.Rukhadze, S.A.Triger. Proc. of the 9th Int. Conf. on Phenom. in Ionized Gases, p.379, Bucharest(1969).
- А.Ф. Александров, А.А.Рухадзе, С.А.Тригер. В сб. "Вопросы физики низкотемпературной плазмы", Наука и техника, Минск (1970).
- А.Ф.Александров, В.В.Зосимов, А.А.Рухадзе, В.И.Савоскин, Сб. "Краткие сообщения по физике", № 6, 58 (1970).
- А.Ф.Александров, В.В.Зосимов, А.А.Рухадзе, В.И.Савоскин, И.Б.Тимофеев. Сб. "Краткие сообщения по физике", № 8, 72 (1970)



14. А.Ф.Александров, Е.П.Каминокая, А.А.Рухадзе. ПМФ, № 1, 33 (1971).
15. А.Ф.Александров, В.В.Зосимов, А.А.Рухадзе, В.И.Савоскин, И.Б.Тимофеев. Ш Всесоюзная конф. по физике низкотемпературной плазмы. Кр. содерж. докладов, 176, Изд. МГУ, Москва, (1971).
16. А.Ф.Александров, В.В.Зосимов, А.А.Рухадзе, И.Б.Тимофеев. Ш Всесоюзная конф. по физике низкотемпературной плазмы. Содерж. докладов, 179, Изд. МГУ, Москва, (1971).
17. А.Ф.Александров, А.А.Рухадзе. УФН, 105, 783 (1971).
18. А.Ф.Александров, В.В.Зосимов, С.П.Курдюмов, Ю.П.Попов, А.А.Рухадзе, И.Б.Тимофеев. ХЭТФ, 61, 1841 (1971).
19. А.Ф.Александров, В.В.Зосимов, А.А.Рухадзе, В.И.Савоскин, И.Б.Тимофеев. Препринт ФИАН, № 72 (1971).
20. А.Ф.Александров, В.В.Зосимов, И.Б.Тимофеев. Сб. "Краткие сообщения по физике", № 2, 25 (1972).
21. А.Ф.Александров, С.А.Решетняк. ПМФ, № 2, 21 (1973).
22. А.Ф.Александров, А.Т.Савичев, И.Б.Тимофеев. Радиотехника и электроника, 8, 2147 (1973).
23. А.Ф.Александров, В.В.Зосимов, А.А.Рухадзе, В.И.Савоскин, И.Б.Тимофеев. ХЭТФ, 64, 1568 (1973).
24. А.Ф.Александров, В.В.Перебийнос, А.Т.Савичев, И.Б.Тимофеев. ХТФ, 44, 65 (1974).
25. А.Ф.Александров, А.А.Рухадзе. УФН, 112, 193 (1974).
26. А.Ф.Александров, И.С.Маршак, А.А.Рухадзе. ХТФ, 44, 491 (1974).
27. А.Ф.Александров, А.Т.Савичев, И.Б.Тимофеев. КПС, 20, 892, (1974).

## ОГЛАВЛЕНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

### ВВЕДЕНИЕ

#### Часть I. ТЕОРИЯ СИЛЬНОТОЧНЫХ ИЗЛУЧАЮЩИХ РАЗРЯДОВ

#### ГЛАВА I. МЕТОДЫ ОПИСАНИЯ СИЛЬНОТОЧНЫХ ИЗЛУЧАЮЩИХ

##### РАЗРЯДОВ

- § 1. Физические параметры и основные характеристики сильноточных излучающих разрядов.
- § 2. Уравнение гидродинамики с учетом переноса излучения.
- § 3. Оптически непрозрачные разряды. Приближение лучистой теплопроводности.
- § 4. Разряд в оптически прозрачной и полупрозрачной плазме.

#### ГЛАВА II. РАВНОВЕСИЕ СИЛЬНОТОЧНЫХ ИЗЛУЧАЮЩИХ РАЗРЯДОВ

- § 5. Равновесие излучающих разрядов в оптически непрозрачной плазме.
- § 6. Равновесие излучающих разрядов в оптически прозрачной плазме.
- § 7. Равновесие излучающих разрядов в полупрозрачной плазме.

#### ГЛАВА III. НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ИЗЛУЧАЮЩИЕ РАЗРЯДЫ

- § 8. Вопросы формирования сильноточных разрядов.
- § 9. Сильноточные излучающие разряды переменного тока.
- § 10. Сильноточный излучающий разряд в газе при высоком давлении.

#### ГЛАВА IV. ВОПРОСЫ УСТОЙЧИВОСТИ СИЛЬНОТОЧНЫХ ИЗЛУЧАЮЩИХ

##### РАЗРЯДОВ

- § II. Общие соотношения

- § 12. Неустойчивости типа перетяжек (силовые неустойчивости).
- § 13. Неустойчивости типа изгибов и шнурований (силовые неустойчивости).
- § 14. Перегревная неустойчивость.
- § 15. Устойчивость квазиравновесного состояния разряда переменного тока.

#### ГЛАВА У. ОГРАНИЧЕННЫЕ СТЕНКАМИ ИЗЛУЧАЮЩИЕ РАЗРЯДЫ

- § 16. Ограниченный разряд в оптически непрозрачной плазме.
- § 17. Оптически прозрачный ограниченный разряд с однородным давлением.
- § 18. Устойчивость ограниченных разрядов.

#### Часть II. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СИЛЬНОТОЧНЫХ ИЗЛУЧАЮЩИХ РАЗРЯДОВ

#### ГЛАВА УІ. МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ И ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАЗМЫ СИЛЬНОТОЧНЫХ РАЗРЯДОВ

- § 19. Методы получения сильноточных разрядов в плотной плазме.
- § 20. Основные методы макроскопических измерений.
- § 21. Спектральные методы диагностики.
- § 22. Исследование выхода излучения разрядов.

#### ГЛАВА УІІ. ЛИНЕЙНЫЕ СИЛЬНОТОЧНЫЕ САМОСЯТЯЕ РАЗРЯДЫ (Z-ПИНЧ)

- § 23. Динамика сильноточных разрядов, возникающих при вариве проводников в вакууме.
- § 24. Разряд в оптически прозрачной плазме (разряд в лития).

- § 25. Равновесие непрозрачного и серого разрядов.
- § 26. Устойчивость излучающих разрядов.
- § 27. Энергетический баланс и выход излучения.

#### ГЛАВА УІІІ. СИЛЬНОТОЧНЫЕ РАЗРЯДЫ В ПЛОТНОЙ СРЕДЕ (АТМОСФЕРЕ)

- § 28. Основные особенности сильноточных разрядов, образованных электрическим взрывом проволок в плотной среде.
- § 29. Быстрые (квазиравновесные) разряды в атмосфере.
- § 30. Медленные (нестационарные) разряды в атмосфере.
- § 31. Сопоставление экспериментальных результатов с автомоделной теорией и численным экспериментом.
- § 32. Устойчивость атмосферных разрядов.
- § 33. Характеристики атмосферных разрядов как источников излучения.

#### ГЛАВА ІХ. СИЛЬНОТОЧНЫЕ РАЗРЯДЫ С ОБРАТНЫМ ТОКОМ (ОБРАТНЫЕ ПИНЧИ)

- § 34. Обратные пинчи в газе при пониженном давлении.
- § 35. Сильноточные излучающие разряды с обратным током, образованные взрывом многих проволок в вакууме.
- § 36. Формирование и динамика коаксиальных плазменных оболочек в атмосфере.

#### ГЛАВА Х. РАЗРЯДЫ, ОГРАНИЧЕННЫЕ СТЕНКОЙ

- § 37. Основные характеристики импульсных ксеноновых ламп.
- § 38. Сравнение экспериментальных результатов с теорией.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

ЛИТЕРАТУРА

ПОДП. К ПЕЧАТИ 28/III-74 Г. Л-70020. Ф. 60x60/16  
Физ.п.л. 2,0. Уч.-изд.л. 1,0. ЗАКАЗ 1290. ТИР. 300

ОТПЕЧАТАНО НА РОТАПРИНТАХ В ТИП. ИЗД. МГУ  
МОСКВА, ЛЕНГОРЫ

