ОРДЕНА ЛЕНИНА
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ
АКАДЕМИИ НАУК СССР

С.И. Андреев, В.Я. Гольдин, Д.А. Гольдина,
Е.А. Зобов, Н.Н. Калиткин, А.А. Самарский,
В.Г. Соколов, Б.Н. Четверушкин

ИЗЛУЧАЮЩИЕ ИМПУЛЬСНЫЕ РАЗРЯДЫ В ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ

Расходящийся Z – пинч

Препринт № 32 за 1975 г.

Москва, 1975 г.

УДК 533.9 + 518.5 + 537.54

Излучающие импульсные разряды в инертных газах. Андреев С.И., Гольцин В.Я., Гольцина Д.А., Зобов Е.А., Калиткин Н.Н., Самарский А.А., Соколов В.Г., Четверушкин Б.Н., Москва, ИПМ АН СССР, 1975, препринт №

Экспериментально исследованы расходящиеся коаксиальные разряды в различных инертных газах для широкого диапазона начальных давлений. Экспериментально получена сплошная плазменная оболочка с хорошей цилиндрической симметрией.

Построена одномерная математическая модель излучающего разряда и показана ее адекватность эксперименту. Получено хорошее согласие с экспериментом даже таких чувствительных характеристик, как яркость разряда на разных длинах волн.

Показано, что излучение данных разрядов существенно неравновесно. Фронт распространения тепла является размазанным "языком прогрева", а не четким фронтом температурной волны. Наблюдаемая граница свечения является не тепловой волной, а фронтом ионизации; обычно этот фронт отстает от ударной волны, хотя при большой скорости ударной волны может с ней совпадать.

Продемонстрирована плодотворность одновременного исследования сложного физического явления с помощью эксперимента и математического моделирования.

Табл.I, рис.22, библ.60 наименований.

Введение

Электрические разряды в плотных газах представляют собой классический объект физических исследований, которые проводятся с неослабевающим интересом уже неколько столетий. Сначала эти исследования были связаны с атмосферным электричеством, а в последствии с многочисленными техническими приложениями. Отметим некоторые из них.

Высокоинтенсивные источники излучения применяются для лазерной техники /I-I2/, в исследованиях фотохимических реакций /II,I2/, в спектроскопии /I3,I4/, для задач скоростной фотографии /I5/ и т.д. Важное применение находят также разряды в высоковольтной технике /I6/, во взрывной технике /I7/ при разработке плазменных двигателей/I8/ и многих других.

Электрические разряды являются удобным объектом для изучения физических свойств плотной плазмы /8-I0, I9-23/.

Использование разнообразных явлений, протекающих в импульсных разрядах (излучение, резкое изменение сопротивления, ударные волны и т.п.) требуют всестороннего исследования таких разрядов. Однако, экспериментальное изучение зачастую оказывается весьма дорогостоящим и трудно осуществимым. При этом комплексное изучение многочисленных процессов в разряде оказывается практически невозможным. Кроме того, затруднен перенос экспериментальных результатов, полученных в отдельных опытах, на разряды с другими параметрами. Это связано с тем, что теория подобия /24/ и автомодельные решения /9, 25/ в задачах МРГД имеют весьма приближенный характер.

Большие возможности для изучения подобных сложных явлений дает совместное экспериментальное изучение и математическое исследование с помощью достаточно полной математической модели. В предлагаемой работе проводится такое исследование излучающего разряда типа "Обратный Z-"пинч" /26/ в плотном ксеноне.

В ГОИ им.С.И.Вавилова проводились экспериментальные исследования излучающих разрядов в плотных инертных газах: ксеноне, аргоне и гелии. При этом с помощью инициирования скользящим разрядом удалось создать разряд со сплошной коаксиальной цилиндрической плазменной оболочкой в конфигурации типа "обратный" Z - пинч". Отметим, что такие разряды в плотных газах ранее не изучались /II/.

Математическая модель одномерных задач магнитной радиационной газодинамики (МРГД) разрабатывалась в связи с различными физическими задачами в ИПМ АН СССР /8/. Модель разряда разрабатывалась приме-

нительно к экспериментальным работам в ФИАНе СССР /8/. На этой стадии было получено качественное соответствие расчетов и экспериментов (см.также /I2/ , где использовалась та же модель). В данной работе дано дальнейшее развитие математической модели, стимулированное указанными выше исследованиями в ГОИ им.Вавилова. В результате удалось добиться детального количественного совпадения по всем экспериментально наблюдаемым величинам.

Такое совместное исследование с одной стороны позволяет выяснить полноту принятой модели и, в случае необходимости, уточнить модель, с другой - помогает объяснить происходящие в эксперименте явления и уточнить измерения.

Экспериментальное изучение выполнялось С.И.Андреевым, Е.А. Зобовым, В.Г.Соколовым. Математическое исследование проводилось В.Я.Гольдиным, Н.Н.Калиткиным, А.А.Самарским, Б.Н.Четверушкиным. Программа и расчеты на ЭВМ БЭСМ-4 выполнены Д.А.Гольдиной. Обсуждение результатов расчетов и экспериментов проводилось совместно всеми авторами.

Отметим, что создание подобных математических моделей и комплексов работающих программ для ЭВМ нередко требует нескольких лет работы высококвалифицированного коллектива. Себестоимость таких работ может достигать сотен тысяч рублей. Однако отдельный расчет по уже созданной программе стоит недорого. Поэтому в расчетах легко моделируются исследования, связанные с варьированием параметров экспериментальной установки и подбором оптимальных условий; в натурном же эксперименте такая работа является дорогостоящей и трудоемкой, а нередко - неосуществимой. Тем самым, широкое использование математической модели может существенно увеличить эффективность и снизить себестоимость научных исследований.

§ I. Экспериментальное исследование.

I. Увеличение мощности, вводимой в разряд, приводит к росту яркости, скорости ударных волн и интенсивности других процессов. В настоящее время наиболее широкое распространение получили сильноточные разряды, инициируемые электрическим взрывом проволочки /11/.

Из теории следует, что коаксиальные разряды с расширяющейся цилиндрической плазменной оболочкой имеют определенные преимущества - большую излучающую поверхность, большую устойчивость и меньшую индуктивность цепи разряда, чем плазменный столб линейного разряда. Малая индуктивность позволяет увеличить вводимую в разряд мощность. Это было использовано в работах по термоядерным исследованиям / 26 /.

В работе /I2/ рассматривались коаксиальные разряды в атмосфере воздуха, инициируемые одновременным взрывом восьми расположенных по окружности проволочек. При таком способе инициированная плазменная оболочка состояла из отдельных каналов, расширяющихся независимо друг от друга со сверхзвуковой скоростью. При соприкосновении отдельных каналов никогда не образуется сплошной коаксиальной оболочки.

В конфигурации типа "обратный Z - пинч" показана возможность получения с помощью скользящего разряда сплошного коаксиального плазменного слоя в ксеноне, аргоне и гелии. Целью экспериментальных исследований было изучение физических процессов, на основании которых можно выяснить общую картину и дать теоретическую модель процессов в разрядах такого типа.

2. Схема разрядного промежутка и экспериментальной установки приведена на рис.I. Ток разряда течет по центральному металлическому стержню и возвращается по плазменному цилиндру, образуя коаксиальную систему. Разряд производился в камерах, наполняемых различными газами до давления от I0 до 600 тор (мм. рт.ст.).

Для сравнения с математической моделью были проведены подробные измерения разряда в ксеноне при $P = 180$ тор. Параметры контура: емкость $C = 30$ мкф, паразитная индуктивность $L_0 = 0{,}250$ мкгн, напряжение конденсаторной батареи $U = 20$ кв, сопротивление цепи $R_ц = 1{,}5 \cdot 10^{-2}$ ом, начальная энергия контура $\mathcal{E} = 6$ кдж. Длина разрядного промежутка $\ell = 10$ см. Центральный токопровод имел токоведущий диаметр $d_0 = 0{,}8$ см и был покрыт лавсановой пленкой толщиной 0,I см ($d_1 = 1$ см). Внутренний радиус кварцевой

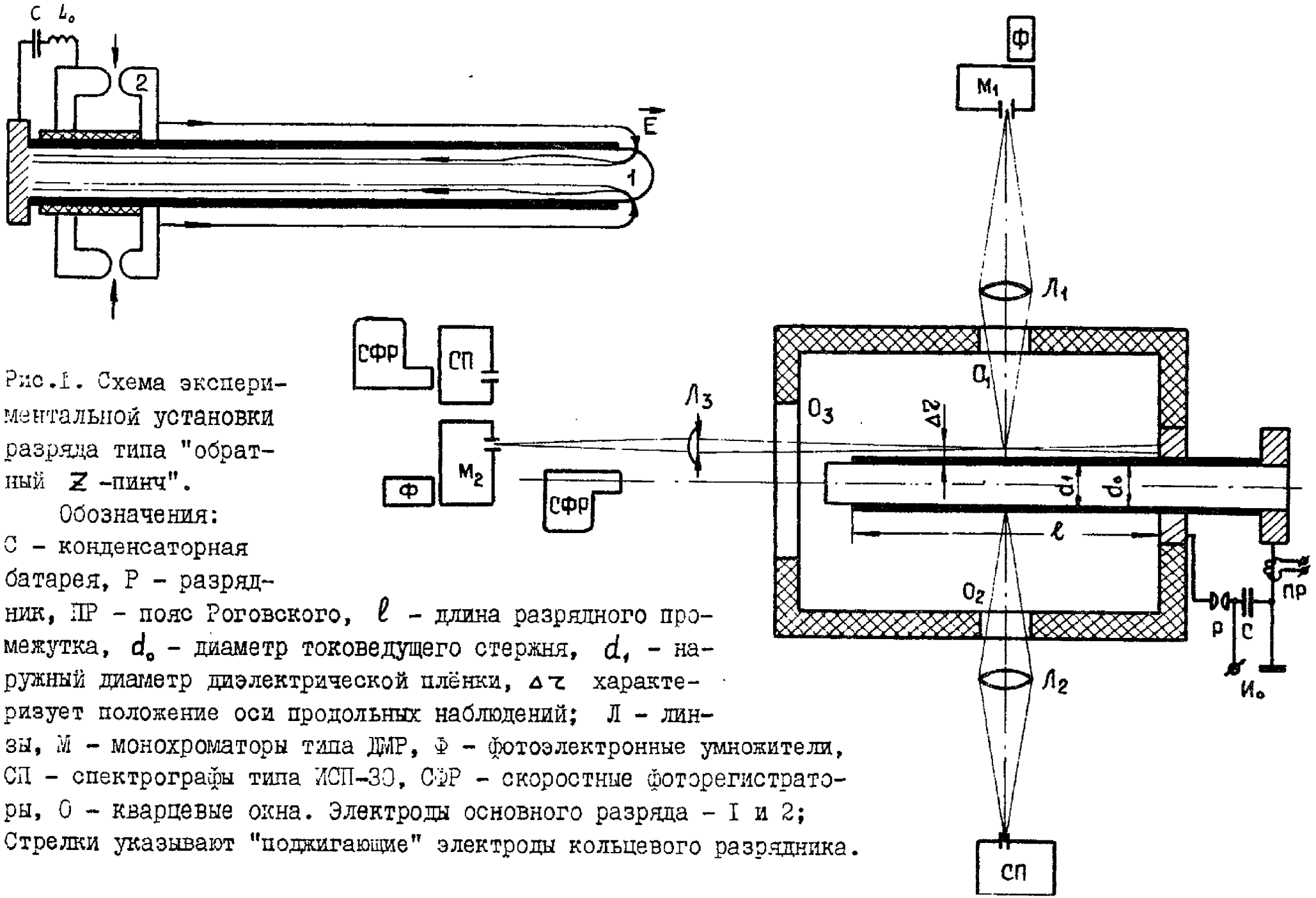


Рис.1. Схема экспериментальной установки разряда типа "обратный Z -пинч".

Обозначения:
С – конденсаторная батарея, Р – разрядник, ПР – пояс Роговского, ℓ – длина разрядного промежутка, d_0 – диаметр токоведущего стержня, d_1 – наружный диаметр диэлектрической плёнки, Δz характеризует положение оси продольных наблюдений; Л – линзы, М – монохроматоры типа ДМР, Ф – фотоэлектронные умножители, СП – спектрографы типа ИСП-30, СФР – скоростные фоторегистраторы, О – кварцевые окна. Электроды основного разряда – I и 2; Стрелки указывают "поджигающие" электроды кольцевого разрядника.

камеры = I5 см.

Результаты измерений тока, разлета плазменной оболочки, движения ударной волны, распределения температуры и яркости выходящего излучения сравнивались с результатами расчета. Это сравнение приводится в § 3.

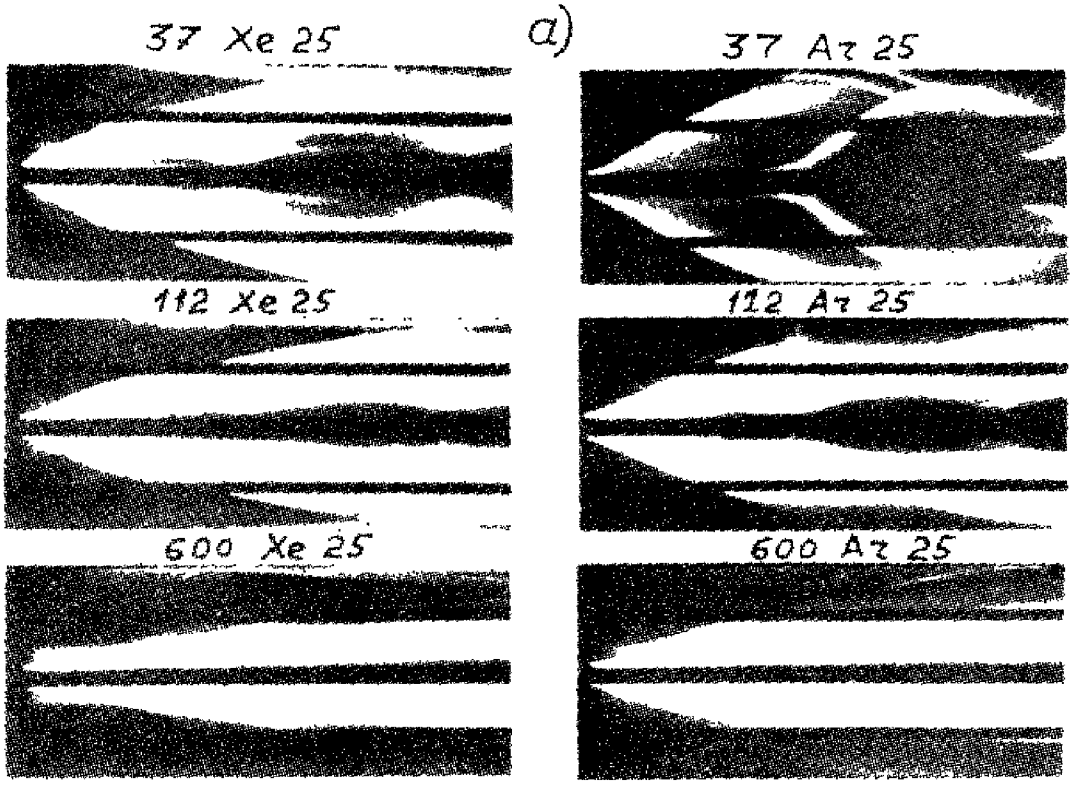
Для установления экспериментальной зависимости картины разряда от рода газа, давления и других параметров проводилось исследование на разрядах в ксеноне, аргоне и гелии. При этом использовались два контура: первый описанный выше, но с увеличенным напряжением U = 25 кв и энергией $\mathcal{E}$ = 9,4 кдж. Второй контур имел параметры: C = 60 мкф, L_0 = 0,2I мкгн, U = 25 кв, $\mathcal{E}$ = I9 кдж, ℓ = 20 см; d_0 = I см, d_1 = 1,15 см.

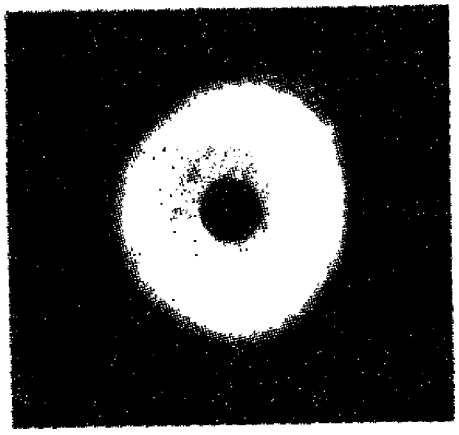
В этих разрядах амплитуда импульсов тока достигала 200–300ка за время 4–6 мксек.

При включении разрядника Р (рис.I) импульс высокого напряжения возникал между центральным стержнем I и электродом 2, что приводило к развитию "скользящих" по поверхности диэлектрика разрядов /5, 27/. В описываемых условиях "скользящие" разряды формировали однородный плазменный цилиндр во всех инертных газах при $P_0 \leqslant$ 600 тор. В воздухе и других электроотрицательных газах получение однородной цилиндрической поверхности затруднено: возникшие вначале отдельные каналы не сливаются. Ситуация при этом аналогична использованию одновременного взрыва многих проводников. /I2/.

Очевидно, что несмотря на наличие общих черт, сплошная плазменная оболочка имеет принципиальное отличие от оболочки, состоящей из системы отдельных проводников. Действительно, каждая из отдельных линейных плазменных "нитей" окружена собственным магнитным полем, при росте которого такая "нить" стремится сжаться к собственной оси. Сплошная плазменная оболочка совместно с центральным токоведущим стержнем образует своеобразный кабель, оплеткой которого является плазменный цилиндр. Всё магнитное поле сосредоточено между центральной жилой и плазменной оплеткой. Принципиальное отличие заключается в том, что в этом случае нет магнитного поля, сжимающего плазму со всех сторон (такое сжатие способствует развитию силовых неустойчивостей /8/). Кроме того, вместо системы ударных волн, окружающих каждую из "нитей", образуется одна ударная волна, охватывающая весь плазменный цилиндр.

Исследование динамики плазменной оболочки производилось с помощью скоростного фоторегистратора (СФР) как вдоль, так и поперек оси разряда (рис.I).





б) 37 Xe 25

Рис.2. а- фоторазвёртки (СФР-граммы) снятые вдоль оси разряда; б - один из снимков, снятый при покадровой съёмке (кажущаяся эллиптичность свечения связана с небольшим наклоном оси СФР).

Надпись 37 Xe 25 означает: начальное давление в камере 37 тор ксенона, U_0 = 25 кв. Параметры установки: C = 60 мкф, L = 0.21 мкгн, ℓ = 20 см, d_0 = I см, d_1 = I.I5 см.

Для определения потерь в цепи и ее индуктивности осциллографировался ток в опыте "короткого замыкания": плазменный цилиндр заменялся металлическим цилиндром, плотно прижатым к поверхности диэлектрической пленки.

Измерение спектральной плотности яркости проводилось как вдоль, так и поперек оси разряда. Абсолютные значения яркости определялись путем сравнения с эталонным импульсным источником типа ЭВ-45 / 28 /.

Пространственное разрешение при продольных измерениях определялось оптической схемой и составляло 0,04 см (рис. I). Измеряя яркость вдоль оси разряда с таким пространственным разрешением на различных расстояниях от оси, можно было получить радиальное распределение температуры.

Съемка спектров проводилась также в двух направлениях: вдоль и поперек оси разряда. В работе была применена временная развертка спектрограмм. Для этого участок спектра проектировался вдоль щели СФР. Оптическая схема при съемке спектров была та же, что и при съемке яркости фотоэлектрическим методом и обеспечивала такое же высокое пространственное разрешение. Развертки спектров, снятые вдоль оси на различных расстояниях от оси, позволяли судить об изменении спектров вдоль радиуса (в некоторый заданный момент времени).

Рассмотрим экспериментальные данные, позволяющие представить общую картину процессов.

3. Остановимся на динамике плазменной оболочки. На рис.2 подобраны фотографии непрерывных временных разверток, иллюстрирующие радиальное развитие излучающей оболочки. Рис.2б иллюстрирует получение сплошной цилиндрической плазменной оболочки, осуществленной, по-видимому, впервые в коаксиальном расходящимся разряде при высоком начальном давлении в камере (до P_0 = 600 тор ксенона). Чёткую структуру свечения и в некоторых случаях ударную волну (например, рис. 2, случай 600 Ат 25) удалось наблюдать благодаря съемке "с торца" - вдоль оси разряда.

Отрыв излучающего цилиндра от центрального стержня имеет место в случае преобладания магнитного давления, а его "разбухание" непосредственно у центрального стержня означает преобладание газокинетического давления. В промежуточных случаях силы магнитного давления обуславливают отрыв цилиндрического слоя нагретого газа от стержня с обратным током, а газокинетическое давление приводит к "разбуханию" этого слоя. Первый случай будем называть магнито-

гидродинамическим (МГД), а второй – газодинамическим (ГД). Так как оба этих предельных случая наблюдаются при одном и том же токе разряда (рис.2), то часто используемое в литературе деление на "сильноточные" и "слаботочные" разряды представляется нам менее удачным.

Из фоторазверток можно сделать еще один вывод, относящийся к скорости диффузии магнитного поля в плазменный слой. Данные рис.2 (ксенон при P_0 = 112 и 600 тор и аргон при P_0 = 600 тор) показывают, что в максимуме тока не происходит отрыва плазменного цилиндра от центрального стержня. В то же время величина магнитного поля у поверхности стержня достигает 100 кэ за время около 6 мк сек. Если бы поле не успело проникнуть в плазму, то магнитное давление было бы равно 400 атм. Это привело бы к скорости разлета плазменной оболочки много больше наблюдаемой.

На самом же деле проводящий газ не подвергается такому давлению, поскольку поле успевает проникнуть в плазму. На рис.3 приведены зависимости T(τ) для двух значений плотности ксенона. При меньшей плотности наблюдается разряд ближе к МГД, а при большой – к ГД. Обращает на себя внимание сравнительно небольшое отличие температур.

Рассмотрим экспериментальные данные о скорости расширения плазменных оболочек. Из временных разверток на рис.2 видно, что скорость движения внешней границы светящегося слоя $\dot{r}_2$ слабо меняется во времени, по крайней мере в течение первого полупериода колебаний тока. Поэтому достаточно найти начальную скорость расширения светящегося цилиндра*). Её надо связать с характером начального роста тока. Начальная скорость должна зависеть, вообще говоря, от четырех параметров: скорости нарастания тока, начального радиуса r_1 токоведущего кольца плазмы, плотности газа ρ_0 и рода газа. При этом образующееся вначале плазменное кольцо должно быть достаточно тонким по сравнению с диаметром центрального стержня. Это условие, как видно из приведенных на рис.2 разверток, в наших экспериментах соблюдалось. На рис.5 приведены экспериментальные зависимости $\dot{r}_2$ от плотности ρ_0 для различных газов.

Прежде всего обращает на себя внимание тот факт, что влияние рода газа заметно не проявляется: экспериментальные точки для различных газов ложатся на одну кривую. На эту же кривую ложатся точки как МГД, так и ГД разрядов. Экспериментальные данные удает-

*) Говоря о начальной скорости, мы не имеем в виду самый начальный рост скорости от нуля, а подразумеваем практически постоянное значение скорости уже установившегося движения.

ся описать эмпирической формулой:

$$\dot{r}_2 \approx 0{,}06\, \rho_0^{-1/3} \sqrt{\frac{1}{r_1}\left(\frac{dJ}{dt}\right)_0}\,, \qquad (I)$$

где $r_1 = 0.5\, d_1$ (см. рис. 1),

$(dJ/dt)_0 \approx U_0/L$ а/сек, а ρ_0 г/см^3 – начальная плотность газа. Формула (I) есть обобщение экспериментальные данных, полученных в условиях изменения величин $\frac{1}{r_1}(dJ/dt)$ от 5 до 9×10^{10} $\frac{а}{сек.см}$ и ρ_0 от 2×10^{-6} до 1.3×10^{-3} г/см^3.

Ударная волна сначала движется со скоростью внешнего светящегося слоя. Если плотность газа достаточно высока (или начальная крутизна нарастания тока достаточно мала), то со временем ударная волна отрывается от токоведущего слоя. Как правило, ее скорость сохраняется при этом близкой к начальной и удовлетворяет выражению (I). Было обнаружено, что отрыв ударной волны отсутствует вплоть до первого максимума тока, если скорость $\dot{r}_2 \geqslant 5$ км/сек. Чем выше скорость, тем позднее происходит отрыв.

При скоростях D, обеспечивающих температуру ударной волны не ниже температуры плазменной оболочки (в ксеноне это 5–6 км/сек) отрыв ударной волны произойти не может, так как высоко температурный токоведущий слой будет образован самой ударной волной и будет примыкать к ее фронту.

При достаточно больших скоростях D более высокая температура наблюдается в слое, примыкающем к ударной волне. При низких скоростях (в ксеноне это $D \leqslant 2$ км/сек) после максимума тока сравнительно холодная ударная волна отходит от слоя нагретого газа, внутри которого температура распределена довольно однородно (см.рис.3).

4. Несколько неожиданной особенностью является наблюдавшееся во всех случаях снижение температуры у поверхности диэлектрического покрытия центрального стержня (рис.3, 4). Это снижение оказалось связано с процессом испарения материала диэлектрика центрального стержня. Временные развертки спектров, снятые вдоль оси разряда, показывают появление линий испаренного материала диэлектрика у поверхности центрального стержня.

Образование такого холодного слоя приводит к новым явлениям, необходимость учета которых при построении модели разряда следует обсудить.

Рассмотрим влияние испарения диэлектрической пленки, которой обернут центральный стержень. С точки зрения энерговыделения влия-

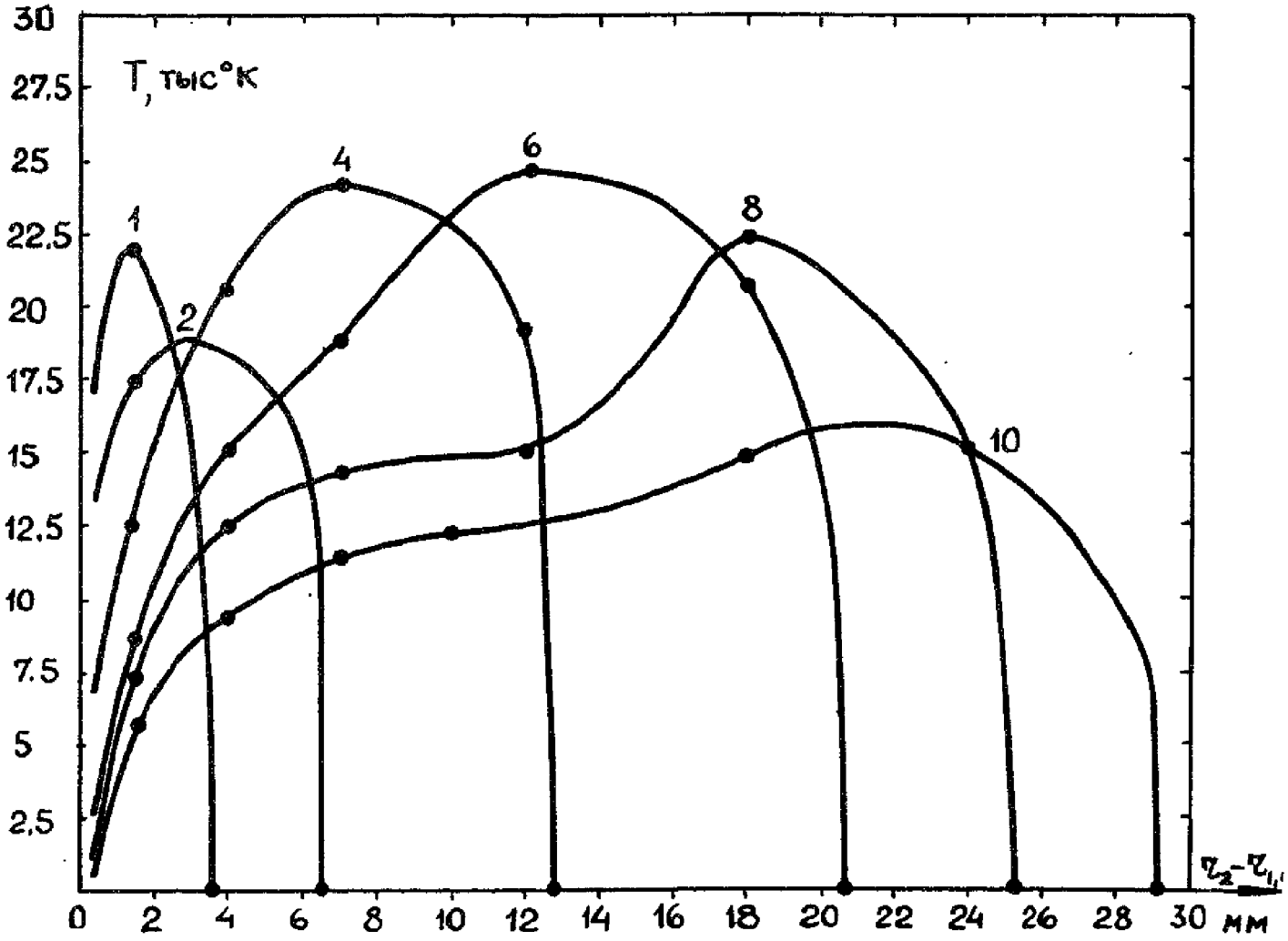


Рис.3. Экспериментальные данные о радиальном распределении температуры. Цифры у кривых означают моментывремени в микросекундах, $r_2 - r_1$ - расстояние от поверхности центрального стержня.

Условия разряда: ксенон при P_0 = 37 тор, C = 60 мкф, L = 21 мкгн, U_0 = 20 кв.

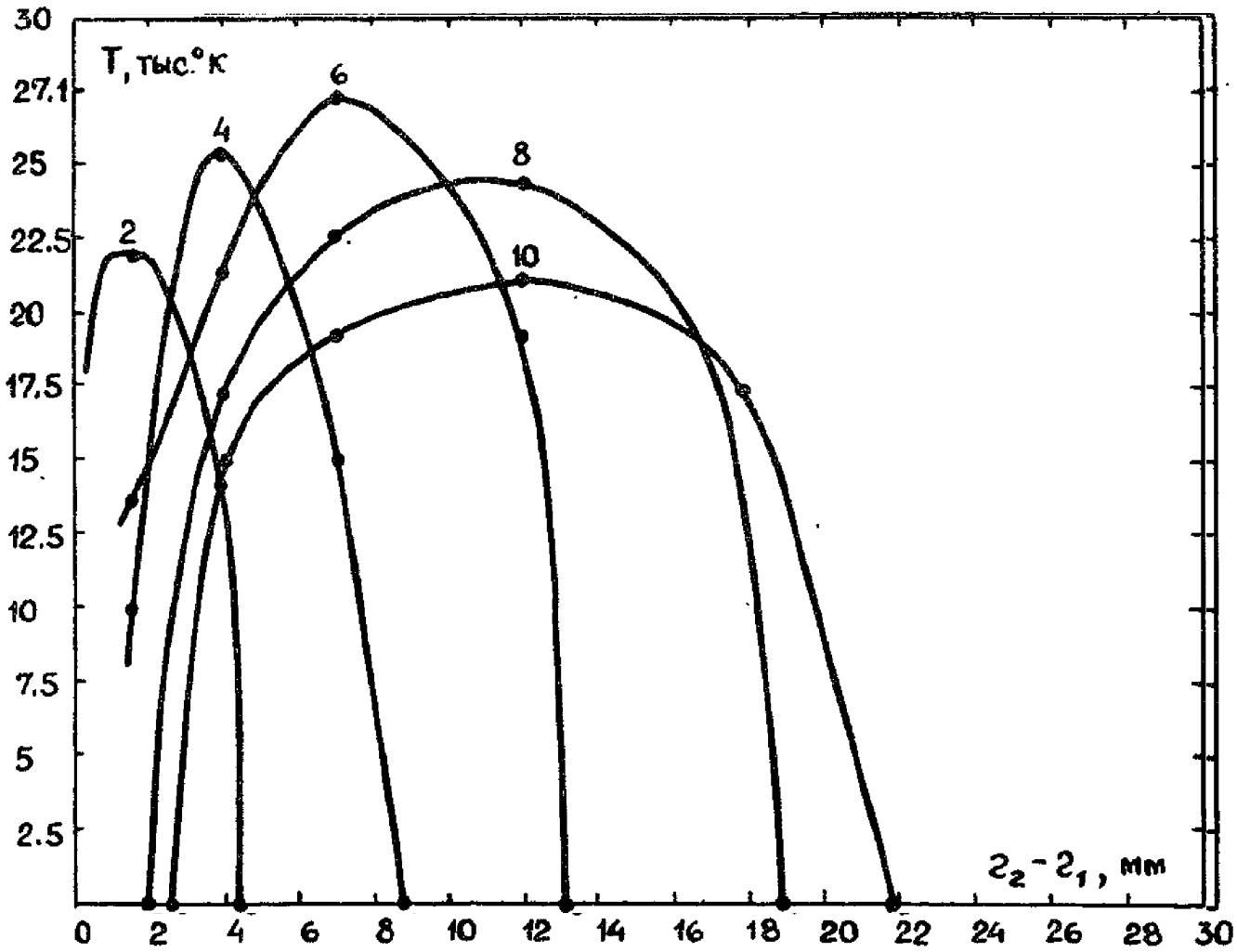


Рис.4. То же, что на рис.3, но P_0= II2 тор.

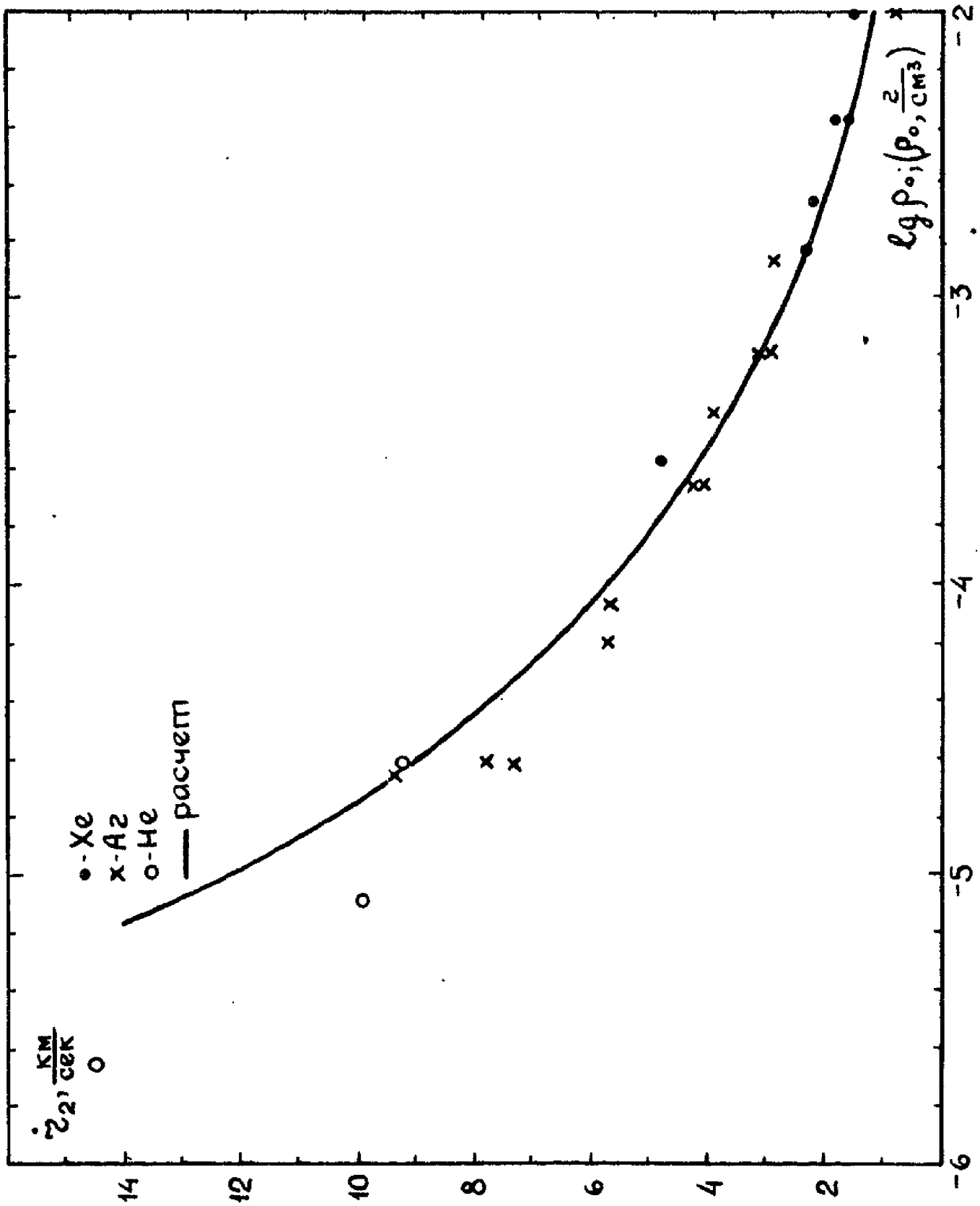


Рис.5. Зависимость начальной скорости внешней границы светящегося цилиндра $\dot{r}_2$ от плотности ρ_0.

нием холодного слоя газообразных продуктов испарения практически можно пренебречь - площадь его поперечного сечения не превышает 10 %. По мере расширения плазменного кольца относительная величина этого сечения остается почти неизменной.

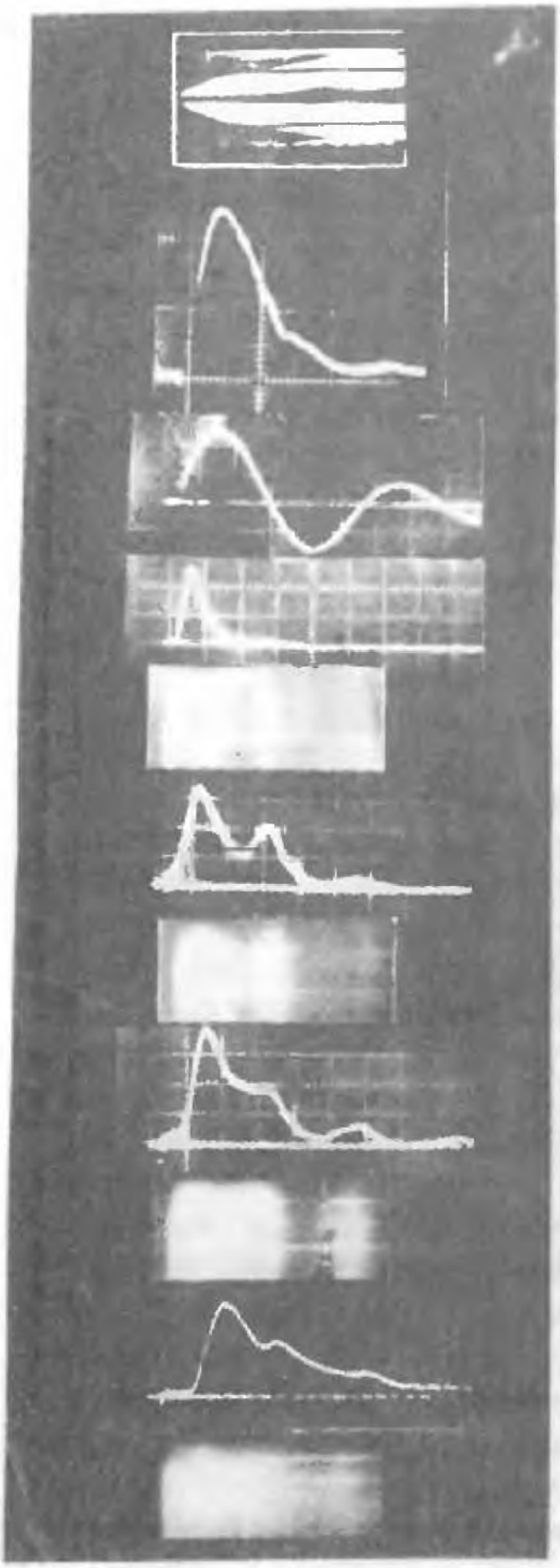
Однако появление холодного слоя вызывает вторичные явления. Проявление их видно на рис.2. При переходе тока через нулевое значение именно в области холодного слоя возникает светящееся плазменное кольцо, которое сначала прижимается к диэлектрику, а потом быстро расширяется. Видно, что с увеличением давления это явление практически исчезает. Для получения более подробной картины было предпринято комплексное исследование, типичные результат которого приведен на рис.6 (условия те же, что и для данных рис.4).

Совмещенные по времени фоторазвертки (6а) и осциллограммы радиальной яркости (6б) и тока разряда конденсатора (6в) показывают, что в момент перехода тока через нулевое значение резко выраженных особенностей на осциллограмме яркости не наблюдается.

При наблюдении яркости вдоль оси разряда на расстоянии от поверхности центрального стержня $\Delta z = 0{,}15$ см (6 г) виден короткий импульс излучения в начале разряда. Импульс заканчивается к моменту, когда ток только достиг максимума. Съемка спектрограммы излучения в тех же условиях (6д) показала, что в течение импульса яркости излучается сплошной спектр, который также прекращается к максимуму тока (при продольных наблюдениях толщина плазменного слоя равна длине разряда $\ell = 20$ см). В дальнейшем излучаются линии материала диэлектрической пленки. Однако, в конце первого полупериода тока снова появляется короткая вспышка континуума, связанная с пробоем. Она столь мала по интенсивности, что почти не заметна на осциллограмме яркости (6г).

Перемещение оси продольного наблюдения до величины $\Delta z = 0{,}45$ см привело к обнаружению более сильного эффекта (6 е,ж). На осциллограмме яркости отчетливо видна двугорбая (а при внимательном рассмотрении можно заметить третий "горб") кривая, а на развертке спектра видны две вспышки континуума. Первый импульс излучения лежит в районе максимума тока, а второй начинается при спаде тока после максимума.

Перемещение оси продольного наблюдения до $\Delta z = 0{,}7$ см приводит к более раннему появлению второго импульса излучения: развертка спектрограммы указывает на непрерывный спектр в течение всего первого полупериода тока (6з,и). Отчетливо виден и третий импульс излу-



а) СЭР-грамма

б) радиальная яркость

в) ток разряда

г) яркость вдоль оси разряда при Δz = 0.15 см

д) спектрограмма для тех же условий

е) яркость вдоль оси разряда при Δz = 0.45 см

ж) спектрограмма для тех же условий

з) яркость вдоль оси разряда при Δz = 0.7 см

и) спектрограмма для тех же условий

к) яркость на большом расстоянии от оси

л) спектрограмма для тех же условий

Рис.5. СЭР-грамм, осциллограмм и развёрток спектров.

чения в конце второго полупериода тока.

Дальнейшее удаление оси продольного наблюдения от оси разряда приводит к более слабо выраженным вторичным импульсам излучения (6 к,л). В этом случае излучающая плазма достигает оси наблюдения только в момент приближения тока к максимуму.

Наблюдаемые явления связаны с вторичным пробоем за счет возникающего индуктивного перенапряжения на непроводящем участке в конце полупериода тока. Более подробный анализ этих явлений будет дан отдельно.

Обнаруженный эффект пробоя испаренного газа и сопутствующие явления в первом приближении можно не учитывать, так как на яркость в радиальном направлении он практически не влияет, и связанный с ним дополнительный нагрев и другие проявления относительно невелики. Однако, при уменьшении давления роль этих эффектов возрастает (см.также /29/).

Экспериментальные данные показали, что в ГД и МГД режимах разряда длительность импульса излучения в радиальном направлении, измеренная на уровне 30 % от максимума, близка к длительности полупериода тока. Поэтому с точки зрения использования данного типа разряда как источника света достаточно найти удовлетворительную теоретическую модель, пригодную в течение первого периода колебаний тока.

5. Рассмотрим эксперименты, связанные с излучением. Практический интерес представляет спектральная плотность яркости излучения в радиальном направлении. На рис.7 приведены максимальные значения яркостных температур T_λ *), момент достижения которых практически совпадает с максимумом тока. Продольные измерения T_λ соответствуют толщине плазменного слоя равной ℓ = 10 см. Толщина

---

*) Яркость будем выражать в единицах яркостной температуры T_λ, определяемой из выражения

$$\frac{B_\lambda}{B_{\lambda p}} = \frac{exp(1.44/\lambda T) - 1}{exp(1.44/\lambda T_\lambda) - 1},$$

где T - температура плазмы, $B_{\lambda p}$ - яркость планковского излучателя с температурой T.

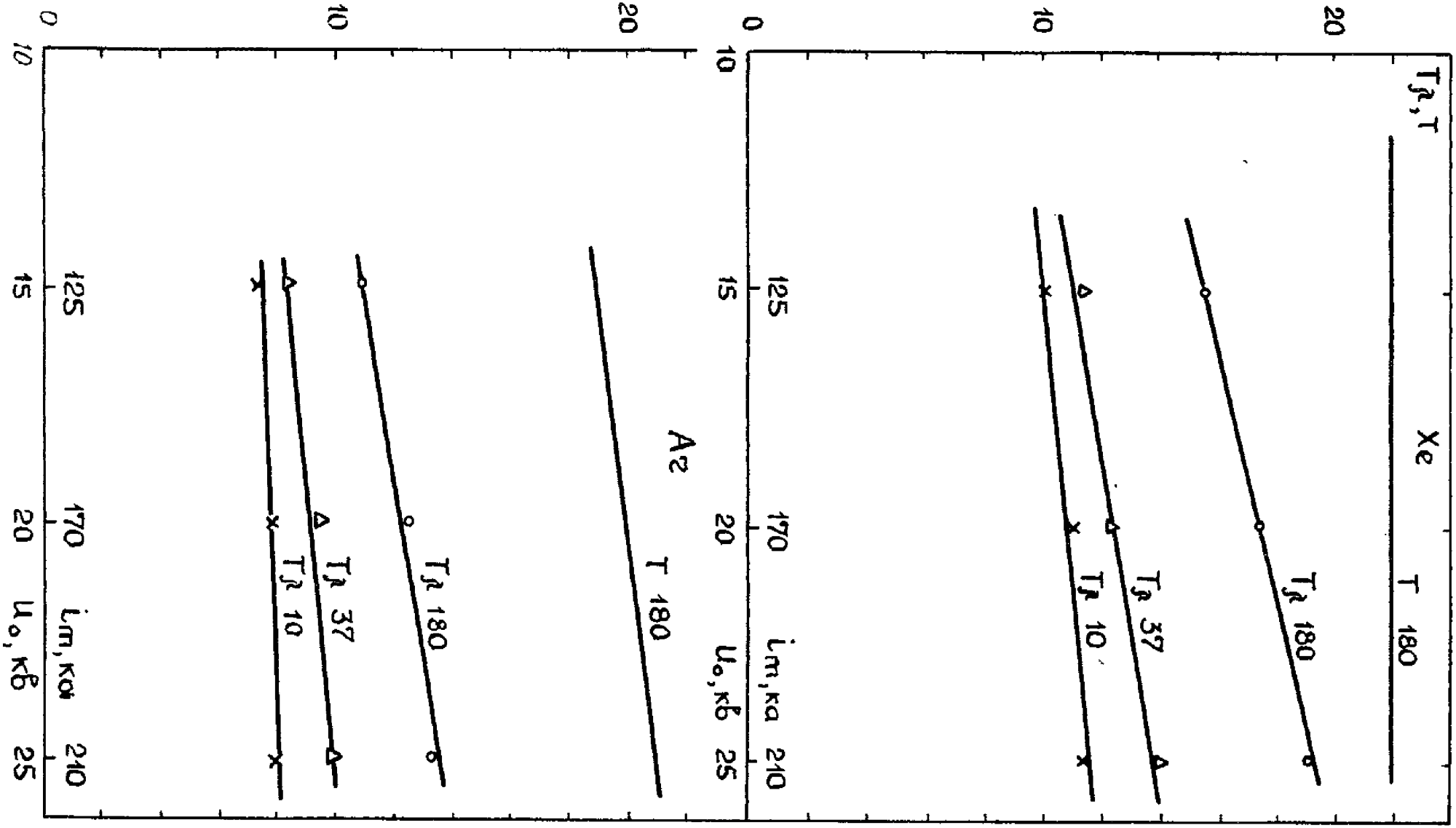


Рис.7. Влияние напряжения разряда U_0 на температуру плазмы T и яркостную температуру $T_л$ в длине волны 3060°Å, измеренную вдоль радиуса для ксенона и аргона. Цифры около кривых означают начальное давление газа в камере в торах. Условия разряда: C = 30 мкф, L = 0.25 мкгн, ℓ = 10 см, d_1 = 1 см.

плазменного слоя при поперечных измерениях ($T_\lambda = T$) дана в таблице I.

Таблица I.

Толщина плазменного слоя ($\tau_2 - \tau_1$) и ток разряда в момент максимума яркости при различных напряжениях разряда (к рис.7).

U_0 кв	15			20			25		
J_{max}	125			167			208		
Po тор	10	37	180	10	37	180	10	37	180
Xe; $\tau_2 - \tau_1$ см	2,0	1,3	0,8	2,3	1,5	0,9	2,6	1,64	1,0
Ar; $\tau_2 - \tau_1$ см	3,2	2,1	1,3	3,7	2,4	1,4	4,1	2,7	1,6

Видно, что рост яркости в фиолетовой области спектра T_λ с ростом U_0 происходит при несущественном увеличении толщины излучающего слоя $\tau_2 - \tau_1$. При разряде в ксеноне с P_0 = 180 тор величина T не меняется с ростом U_0, в то время как T_λ растет от 15 до 19 тыс. ^{0}К. В этом случае оптическая толщина вдоль оси $\varkappa'_{3060}\ell > 2$, и T_λ соответствует истинной температуре плазмы T. Последняя почти не зависит от напряжения и близка к 22 тыс.^{0}К.

На рис.8 приведены экспериментальные данные о зависимости яркости в видимой области спектра от начального давления газа. Видно, что в области Po от 30 до 300 тор. яркость в радиальном направлении растет очень слабо. Заметный рост наблюдается в области Po = 300 - 600 тор, где имеет место режим разряда близкий к ГД. Как видно из рис.9, спектральная зависимость весьма близка к планковской ($T_\lambda \approx const$), однако излучатель далек от черного. Аналогичная зависимость имеет место и для аргона*).

При разрядах в ксеноне во всех режимах наблюдается непрерывный спектр. При разряде в аргоне непрерывный спектр имеет место только в режиме наибольшей мощности (U_0 = 25 кв). При более низких напряжениях разряда появляются характерные линии аргона (здесь речь идет о спектрах излучения, идущего вдоль радиуса).

*) Наибольшая яркостная температура в радиальном направлении в наших экспериментах была получена при разряде в ксеноне при P_0 = 600 тор и U_0 = 25 кв. Плазменный цилиндр диаметром 3,2 см имел яркостную температуру 22000^{0}К, с длительностью импульса равной 20мксек.

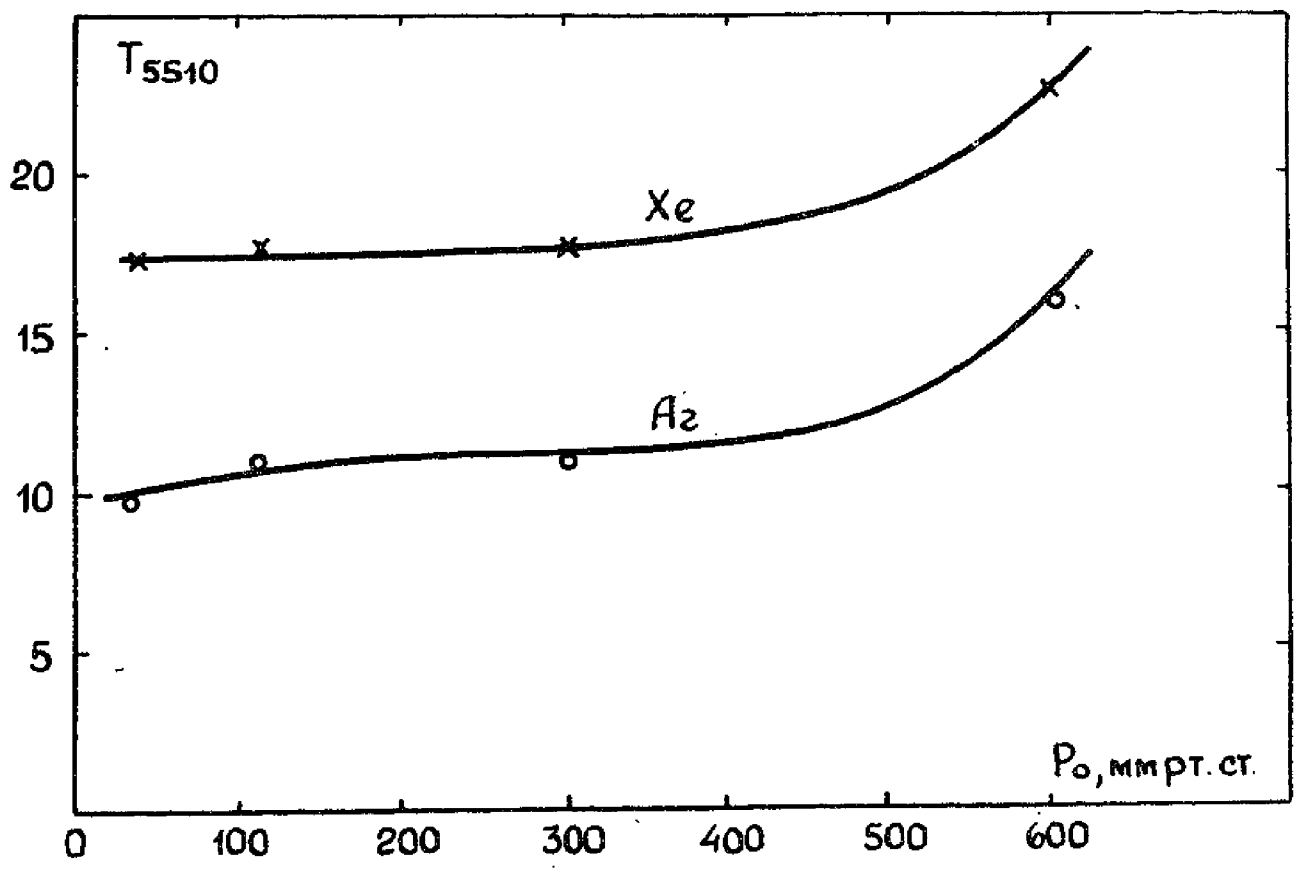


Рис.8. Зависимость максимальной яркостной температуры от начального давления газа P_0 для ксенона и аргона (C = 60 мкф, U_0 = 20 кв). Измерения сделаны вдоль радиуса.

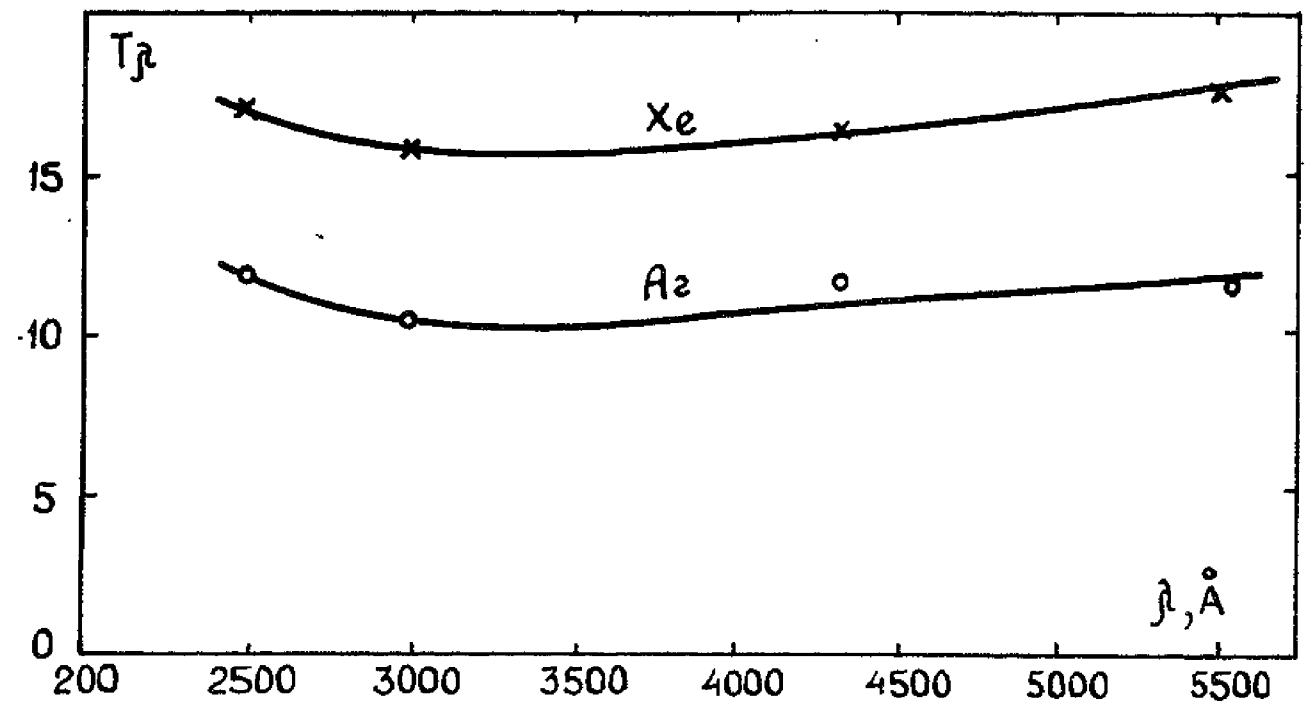


Рис.9. Спектральная зависимость максимальной яркостной температуры при P_0 = 112 тор, C = 60 мкф, U_0 = 20 кв. Измерения сделаны вдоль радиуса.

Сопоставляя спектрограммы, снятые в радиальном и продольном направлениях, можно заключить, что линии, принадлежащие материалу испарившегося диэлектрика, не дают заметного вклада в излучение, выходящее через боковую поверхность плазменного цилиндра. Это заключение относится к области сравнительно высоких давлений, при которых наблюдались наибольшие яркости.

6. Полученные экспериментальные данные позволили также рассмотреть энергетический баланс в разрядах типа обратный Z -пинч. На рис.10 приведен типичный пример энергетического баланса для случая разряда в ксеноне при $P_0 = 37$ тор.

Энергия джоулевого нагрева $W_{дж}$ определялась по данным о радиальном распределении температуры рис.3. Оказалось, что путем омического нагрева $\int j^2/\sigma(T)\,dV$ в разряд передается далеко не вся энергия. Существенную роль играет передача энергии путем ускорения массы газа силами Лоренца. С ростом мощности разряда или при уменьшении плотности газа роль последних возрастет. Поступательное движение такого проводника как плазма связано с трансформацией энергии этого движения во внутреннюю энергию газа (нагрев происходит на фронте ударной волны).

Полная энергия, переходящая от источника питания в разряд, есть

$$W_p = \int_0^t j^2\left(R + \frac{1}{2}\frac{dL_p}{dt}\right)dt\,,$$

где $j^2(dL_p/dt)$ есть мощность, связанная с деформацией контура с током (L_p - самоиндукция канала разряда). В коаксиальной конфигурации индуктивность L_p сначала растет очень резко, что приводит к значительной затрате энергии. Энергия W_p идет на нагрев растущей во времени массы газа (на внутреннюю энергию), на энергию кинетического движения и на излучение.

Внутренняя энергия $W_в$ определялась по данным о температуре и плотности /22/. Благодаря весьма равномерному распределению температуры, неопределенность в распределении плотности основной массы газа в районе ударной волны не играла особой роли при вычислении внутренней энергии $W_в$ всего газа, охваченного движением.

Кинетическая энергия W_v определялась по данным о скорости движения основной массы газа. Здесь имеется неопределенность, связанная с тем, что не вся масса газа движется со скоростью, фиксируемой СФР-граммой.

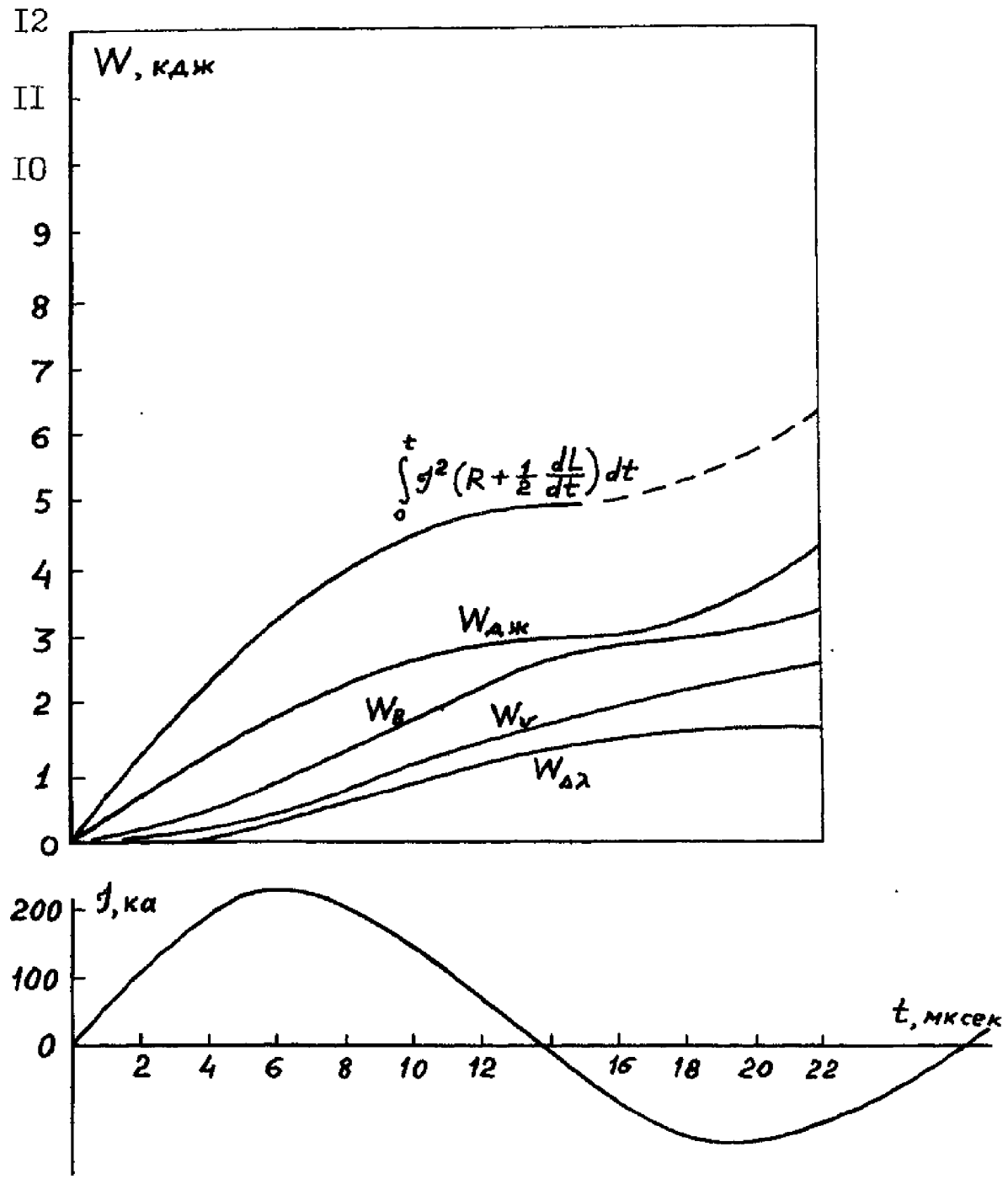


Рис.10. Энергетический баланс для случая разряда в ксеноне при P_c= 37 тор, U_o = 20 кв, ℓ = 20 см, C = 60 мкф, L = 0.28 мкгн; $W_{дж}$ - энергия джоулева нагрева, $W_в$ - внутренняя энергия, W_v - энергия кинетического движения, $W_{дλ}$ - энергия излучения в спектральном интервале от 2000 до 6000 А.

Энергия излучения $W_{\Delta\lambda}$ была определена по данным о яркостной температуре T_λ и форме импульса излучения. Величина $W_{\Delta\lambda}$ относится к спектральному интервалу от 2000 до 6000 Å, в котором проводились измерения.

Приведенные данные относительно W_B, W_v и $W_{\Delta\lambda}$ не претендуют на точность, но позволяют правильно представить характер распределения энергии. В рассмотренном примере все энергетические каналы оказываются соизмеримы между собой к концу первого полупериода тока. Роль радиации, естественно, выше, чем приведенная $W_{\Delta\lambda}$ для сравнительно узкого спектрального интервала.

7. На основании экспериментальных данных можно дать следующую модель рассматриваемого разряда.

При включении высокого напряжения развитие скользящего разряда образует на диэлектрической поверхности однородный слой плазмы толщиной порядка 10^{-1} см с температурой около 10^4 °К (это значение температуры носит оценочный характер).

В дальнейшем возникает радиальное течение газа, связанное с ростом градиента газокинетического давления и силами Лоренца.

Экспериментальные данные показывают, что при скоростях течения до 6 км/сек проводимость плазмы невысока, поэтому скин-эффектом в стадии нарастания тока можно пренебречь. Благодаря этому у сплошного электрода, расположенного на одном из торцов разрядного промежутка (рис.I) электрическое поле будет распределено равномерно по радиусу /30/. (Этот электрод представляет собой эквипотенциальную поверхность). С другой стороны промежутка у стержневого электрода линии тока и напряженности электрического поля искажаются. Область искажения распространяется вдоль промежутка на величину, примерно равную двум толщинам плазменного слоя $\Delta z = z_2 - z_1$. Этим искажением можно пренебречь, если оно распространяется вдоль стержня не более чем на 10-20% длины, то-есть при $\Delta z \lesssim 0{,}2\,\ell$. Иными словами, можно говорить о сохранении одномерной модели в течение времени диффузии искажений $t \approx 0.2\ell/\langle \dot{z}_2 \rangle$.

Процессы испарения диэлектрической пленки и сопутствующие явления при такой точности также можно не учитывать.

§ 2. Математическая модель.

I. Приведенное выше экспериментальное исследование разряда показывает, что при достаточной плотности газа явления испарения стенок, возникновения вторичного пробоя, нарушения одномерности и ряд других являются слабыми эффектами. Поэтому к данному типу раз-

ряда можно применить достаточно общую математическую модель, основанную на одномерном МРГД-приближении.

Несмотря на большое число различных типов разрядов (Z -пинч, θ - пинч, разряды с плоской геометрией и другие), их математические модели имеют много общего: низкотемпературная плазма во всех случаях находится в локальном термодинамическом равновесии, а процессы протекания тока и взаимодействия с магнитным полем описываются системой уравнений МРГД /8/.

На практике в математической постановке задач встречается много различий. Тем не менее включение большинства из них в общую математическую модель не связано с затруднениями принципиального характера (хотя может потребовать немалой изобретательности). Различия могут быть связаны с изменением геометрии разрядной камеры, устройством электрической цепи или различием других элементов конструкции.

Существенная роль неравновесных процессов в плазме, а также влияние испарения материала стенок и электродов требуют усложнения модели путем включения в нее уравнений кинетики с учетом фазовых переходов и т.п. Подобные факторы могут причинить значительные затруднения и внести неопределенность в результаты, ибо физика этих процессов недостаточно хорошо изучена. Однако в большинстве случаев их доля в общем энергетическом балансе настолько мала, что оказывается возможным заменить их детальное описание сильно упрощенными моделями. Для этого надо задать уравнение состояния в виде

$$P = P(\varepsilon, \rho) \quad \text{и} \quad T = T(\varepsilon, \rho).$$

Кроме того, нужно знать коэффициенты поглощения и отражения света в испаряющемся материале.

Рассматриваемая модель естественно неприменима вблизи торцов разрядной камеры. Перенос света теряет одномерность на расстоянии порядка длины пробега фотонов от торцов. К этой же области относится искажение поля и испарение материала электродов.

В любой математической модели требуется задать начальное состояние системы. Чтобы разряд начался, необходимо создать тонкий слой проводящего газа. Часто для этого используют электрический взрыв тонкой проволочки или фольги, натянутой в газе между электродами. Когда конденсатор начинает разряжаться через такой проводник, то выделение джоулева тепла настолько велико, что металл нагревается выше критической точки и взрывается. Взрыв создает в рабочем газе ударную волну, прогревающую ближайший к металлу слой газа.

Другой употребительный способ, непосредственно создающий прогретый слой газа - это инициирование искрового разряда в рабочем газе; он использовался в экспериментальной части данной работы.

2. Рассмотрим подробно первый способ инициирования разряда- электрический взрыв тонкого проводника. Этот взрыв интересен сам по себе, ибо имеет много других практических применений /31, 32/. Эксперимент дает о нем мало данных; вдобавок, это сведения не о деталях процесса, а об его общем ходе: например, кривая полного тока в цепи.

Рассмотрим результаты численного расчета тонкой проволочки из лития, подрываемой быстрой батареей /33/. Параметры проволочки и электрической цепи таковы:

$$r = 0.018 \text{ см}, \quad \ell = 15 \text{ см} \quad C = 1800 \text{ мкф}$$
$$U = 5 \text{ кв} \quad L = 0{,}25 \text{ мкгн}, \quad R = 0{,}02 \text{ ом}, \qquad (2)$$

а проводимость конденсированного лития с учетом потери металлического характера при разлете удовлетворительно описывается следующей зависимостью:

$$\sigma = 2300\,(T_{эв} + 0{,}01)^{-1}\,(1+1{,}6\times10^{-6}\,e^{2/\rho})^{-1}\,\text{ом}^{-1}\,\text{см}^{-1} \qquad (3)$$

На рис.11 показаны профили плотности тока, рассчитанные на различные моменты времени. Сначала распределение тока (и нагрева) по радиусу резко неравномерное, поскольку толщина скин-слоя согласно соотношению:

$$\delta_{см} \approx 10^4 \sqrt{t_{сек} / \sigma_{ом^{-1}см^{-1}}} \qquad (4)$$

оказывается много меньше толщины проволочки. Однако уже через 0.7 мксек распределение тока по сечению практически выравнивается, хотя скорость нарастания тока не уменьшилась.

Этот неожиданный на первый взгляд результат можно объяснить. В скин-слое растет температура и уменьшается проводимость. Это приводит к вытеснению тока в соседние хорошо проводящие участки, которые после этого тоже прогреваются и т.д. При слабых токах прогрев и изменение проводимости малы, и этот эффект не препятствует существованию скин-слоя. Но при сильных токах проводимость падает в десятки раз, и выравнивание тока и температуры по сечению будет значительным. А как только из-за падения проводимости толщина скин-слоя (4) станет больше радиуса проволочки, дальнейший нагрев будет равномерным.

Следы начальной неравномерности нагрева для тонких проволочек

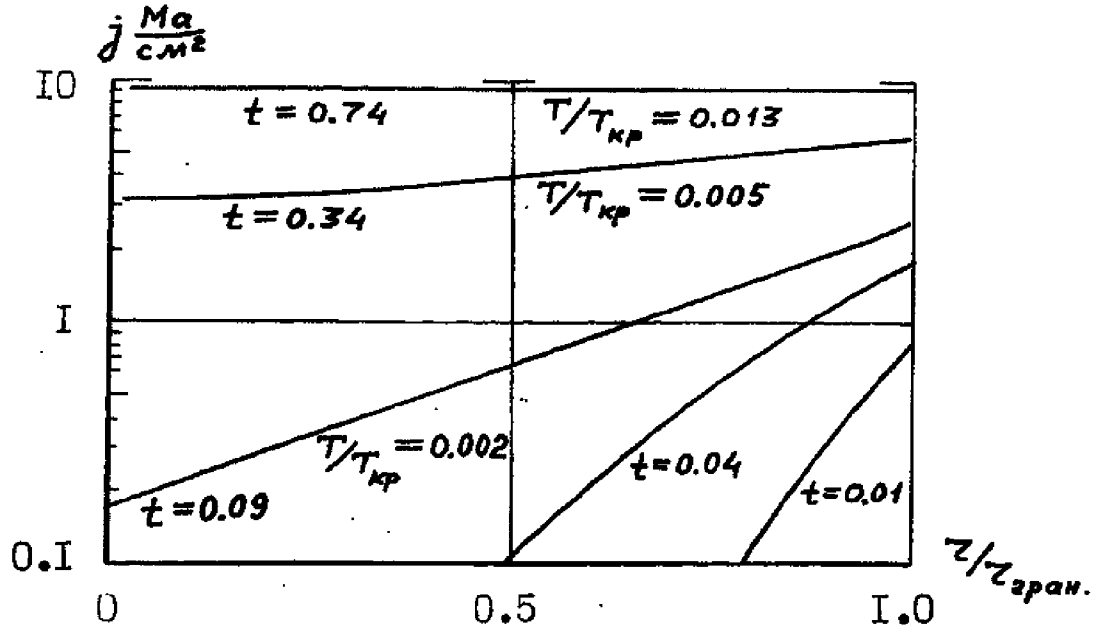


Рис.11. Профили плотности тока на стадии нагрева проволочки. Около каждого профиля указан момент времени в микросекундах и отношение максимальной по сечению температуры к критической.

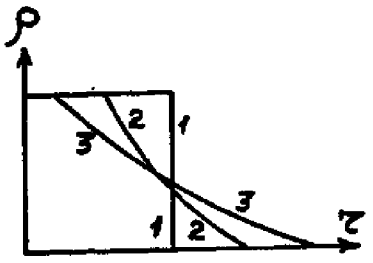


Рис.12. Профиль плотности взрывающейся проволочки на последовательные моменты времени.

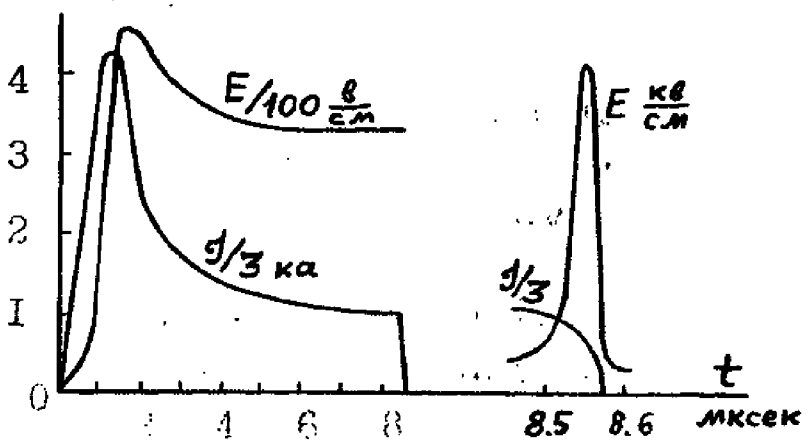


Рис.13. Ток и электрическое поле при взрыве проволочки; момент прерывания показан отдельно в другом масштабе.

и фольг невелики. Например, для указанных выше параметров контура (2) неравномерность выделения тепла не превысила I % той энергии которая выделилась в проволочке к моменту ее испарения.

При временах нагрева I-IO мксек перераспределение энергии за счет теплопроводности мало, а испарение не успевает произойти равновесным образом. При настолько быстром подводе энергии проволочка перегревается значительно выше температуры кипения металла, и по достижении критической температуры обращается в пар. Тонкий проводник нагревается практически равномерно, поэтому его испарение носит характер одновременного взрыва всей массы металла.

Расчет показывает, что до взрыва плотность проволочки практически постоянна по сечению (и уменьшается по мере роста температуры). Это объясняется очень большой скоростью звука в металле; характерное газодинамическое время $r/c_{зв}$ оказывается в IO-IOO раз меньше времени нагрева. После взрыва плотные пары разлетаются в окружающую среду. Если проволочка окружена вакуумом или газом нормальной плотности, то от контактной границы к оси идет сильная волна разгрузки, что приводит к характерному падающему профилю плотности в металле (рис. I2).

Пока плотность пара близка к плотности металла, его проводимость также близка к металлической, соответствующей данной температуре. Когда в ходе разлета плотность становится меньше некоторого критического значения*), проводимость скачком уменьшается почти до нуля, и ток в цепи прерывается. Поскольку падение плотности происходит в волне разреженин, то длительность прерывания тока равна времени движения волны при критических параметрах вещества:

$$\tau = \tau_{крит} / C_{крит,зв} \approx \tau_0 / C_{0,зв}. \qquad (5)$$

Это время очень невелико, и зависит только от материала и радиуса проволочки, как видно из оценки. На рис. I3 приведена расчетная кривая полного тока для контура (2) с литиевой проволочкой; время размыкания тока здесь не превышает 0,I мксек. Для фольг получаются аналогичные результаты.

Во внешней цепи имеется индуктивность, поэтому быстрое размыкание тока вызывает перенапряжение на разрядном промежутке. Напряжение в разряде для этого контура также приведено на рис. I3; видно, что в момент прерывания тока оно достигает 60 кв, то есть в I2 раз превосходит начальное напряжение конденсатора. Очевидно, величина перенапряжения растет при увеличении индуктивности цепи.

---

*) Этот эффект известен под названием металлизации плазмы при сжатии /34,35/. Плотность металлизации в 2-3 раза меньше плотности холодного металла.

Можно сделать любопытную оценку:

$$U \sim \tau^{1/3} U_0^{1/3} L^{2/3}, \qquad (6)$$

из которой видно, что перенапряжение слабо зависит от толщины проволочки. Но используя тонкие фольги большой ширины, можно существенно увеличить перенапряжение, ибо такая фольга быстро размыкает гораздо более сильный ток.

Импульс перенапряжения обычно недостаточен для электрического пробоя рабочего газа или холодных паров металла. Но взрыв проволочки приводит к образованию в рабочем газе ударной волны с заметной температурой за фронтом. Например, численный расчет показал, что при электрическом взрыве алюминиевой фольги толщиной 0,I мм в ксеноне начальное давление паров алюминия равнялось I0 кбар, а ударная волна в ксеноне имела сначала давление 35 бар и температуру за фронтом 0,8 эв. В результате в ксеноне создалась зона высокой проводимости толщиной более 3 мм; этого достаточно для развития основной стадии разряда.

Рассчитанная здесь картина взрыва проволочки хорошо соответствует экспериментальным фактам; в частности, она объясняет очень малые времена размыкания первичного тока.

3. Другой распространенный способ инициирования разряда - это поджиг искровым разрядом по оси камеры или у стенки. При этом источник высокого напряжения (имеющий по сравнению с основной батареей небольшую мощность) вызывает пробой в тонком слое газа. Это нестационарный процесс, и его полная теория слишком сложна для включения в данную математическую модель. Возможно, следовало бы использовать недавно предложенную Райзером приближенную теорию пробоя /3,6/, или приближенный расчет искры в рамках автомодельной теории /37, 38/ Брагинского.

До сих пор детальное математическое моделирование искрового разряда в рамках полного МГД-расчета никем не проведено. В данной работе она заменялась просто заданием некоторой начальной температуры в тонком слое газа. Слой этот размещался в том участке камеры, где производилось инициирование разряда (для конструкции на рис.I - на поверхности внутренней изоляционной трубки).

Экспериментальных данных о параметрах нагретого слоя немного; наиболее вероятными считаются температуры 4-I0 тыс.градусов при толщине слоя порядка десятых долей миллиметра. Поэтому в наших численных расчетах исследовалось влияние параметров нагретого слоя на развитие основного разряда. Были рассчитаны варианты с различной толщиной этого слоя (0.5-I.0 мм) и различной температурой (0.2-I0эв)

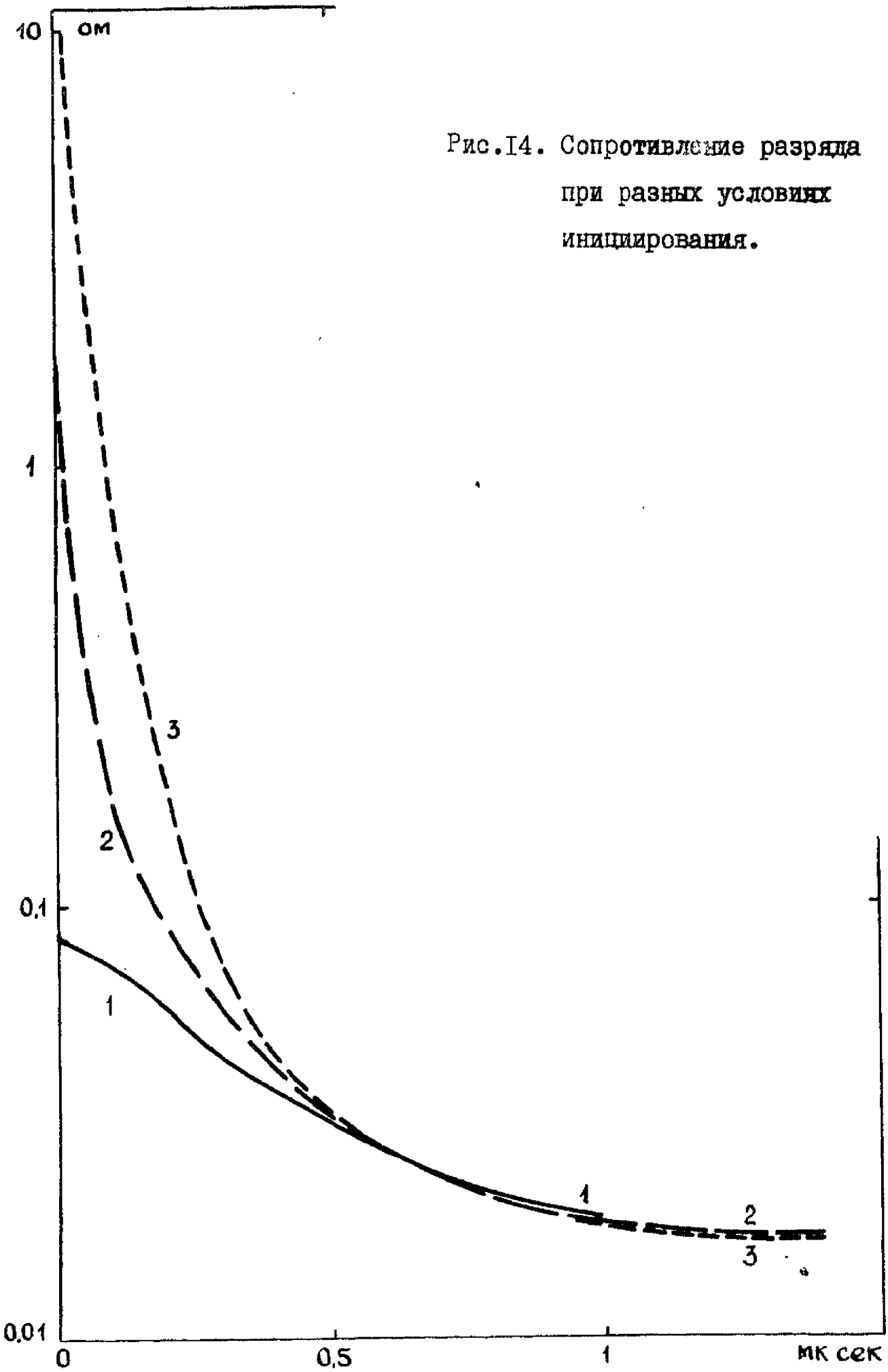


Рис.I4. Сопротивление разряда при разных условиях инициирования.

Расчеты показали, что при слишком малой начальной температуре разряд не развивается. Начиная с некоторой пороговой температуры ($\sim$ 0,3 эв для ксенона) разряд развивается нормально, причем ход процесса только в первые доли микросекунды зависит от температуры инициирования. Поскольку физически разумная температура превышает пороговую, то ее влияние сводится к небольшой задержке развития основного разряда. Например, при T_0 = 0,5 эв разряд развивается практически сразу, при T_0 = 0,4 эв - с задержкой 0,25 мксек, и при T_0 = 0,35 эв - с задержкой 0,50 мксек.

Это нетрудно объяснить. Сопротивление газового столба очень сильно зависит от температуры, ибо при малой температуре проводимость изменяется примерно по закону $e^{-\varphi/T}$. Когда температура меньше пороговой, то проводимость газа меньше $\sim 10^{-4}$ мо/см; сопротивление газового столба велико, джоулев нагрев слаб, и преобладает охлаждение канала разряда. Это приводит к понижению температуры плазмы, еще большему росту сопротивления и затуханию разряда.

Если же температура выше пороговой, то сопротивление газа не чрезмерно велико, и через него протекает достаточный ток. В этом случае джоулев нагрев преобладает под охлаждением (до известного момента), и плазменный слой быстро разогревается. Сдвиг начала основного разряда равен времени нагрева слоя от начальной до "рабочей" температуры; этот сдвиг заметен только при начале с почти пороговой температуры. Для иллюстрации на рис.14 для разных начальных температур приведены графики сопротивления разряда (оно наиболее чувствительно к температуре); видно, что через 0,5 мксек все кривые совпадают.

Строго говоря, пороговая температура должна зависеть не только от вида газа, но и от параметров электрической цепи, длины камеры и толщины подожженного слоя. Однако зависимость проводимости от температуры настолько сильна, что практически пороговая температура определяется только видом газа (точнее, величиной потенциала ионизации).

Таким образом, малая чувствительность основного разряда к деталям инициирования позволяет принять в численных расчетах этот модельный способ. Этот или предыдущий способ позволяет обоснованно задать начальное состояние для решения основной системы уравнений.

4. Симметрия всех конструктивных элементов обычно насколько возможно приближена к цилиндрической. Поэтому для численного расчета Z -пинча используется система одномерных МРГД уравнений

$$\frac{\partial r}{\partial t} = v, \quad (7) \qquad \rho r\, dr = dm, \quad (8)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -r\frac{\partial}{\partial m}(P+\omega) + \frac{F}{\rho}. \quad (9)$$

Здесь t - время, ρ - плотность, v - скорость, r - пространственная и m - массовая координата, P - давление, ω - псевдовязкость, F - лоренцова сила.

Уравнение энергии включает в себя джоулев нагрев и члены, учитывающие теплообмен за счет излучения. (производная по времени в обоих уравнения лагранжева):

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial m}(W + W_и) - (P+\omega)\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{\rho}\right) + \frac{q}{\rho}, \quad (10)$$

где ε - внутренняя энергия единицы массы, q -джоулево тепло, W - поток энергии, обусловленный электронной теплопроводностью

$$W = -\varkappa_э \rho r \frac{\partial T}{\partial m},$$

где T - температура, $\varkappa_э$ - коэффициент электронной теплопроводности.

Излучение предполагается неравновесным. Его перенос описывается многогрупповым кинетическим уравнением

$$\vec{\Omega}\nabla I_к + \varkappa_к I_к = \frac{\varkappa_к \sigma_к}{\pi} T^4, \qquad \sigma_к = \int_{\nu_к}^{\nu_{к+1}} I_{равн} \frac{d\nu}{T^4}; \quad (11)$$

$$W_и = \sum_{к=1}^{N_к} r \iint \left(\vec{\Omega}\frac{\vec{r}}{r}\right) I_к(\vec{r},\vec{\Omega})\, d\Omega. \quad (12)$$

Здесь $\varkappa_к$- средний коэффициент поглощения для группы с учетом переизлучения, I равн.(T, ν) - спектральная интенсивность равновесного излучения. При написании уравнения (11) предполагалось, что вещество находится в состоянии локального термодинамического равновесия; рассеянием излучения пренебрегалось. Кроме того, в уравнениях газовой динамики (7-10) предполагалось, что давление и энергия излучений пренебрежимо малы по сравнению с давлением и энерги-

ей вещества.

Поведение электромагнитного поля описывается уравнениями:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{H_\varphi}{r\rho}\right)=\frac{\partial E_z}{\partial m}\,, \qquad E_z=\frac{\rho}{4\pi\sigma}\frac{\partial}{\partial m}(rH_\varphi)\,, \tag{13}$$

где σ - проводимость. Кроме обычных граничных условий, к этим уравнениям добавляется специфическое граничное условие - уравнение внешней электромагнитной цепи.

Таким образом, математическое моделирование излучающего разряда в плотной плазме сводится к численному решению системы уравнений (7-13). Методы численного решения уравнений МГД изложены в /8,39/, а методы расчета РГД с переносом излучения - в /40-43/. Остановимся подробнее только на одном вопросе.

Коэффициентами уравнений являются некоторые физические характеристики веществ - термодинамические функции и транспортные коэффициенты. Вопросы обоснованного выбора их обсудим далее. Сейчас заметим, что для реальных веществ зависимости этих величин от температуры и плотности редко удается описать простыми формулами. Для широкого диапазона изменения условий их обычно задают таблицами.

Опишем удобную процедуру использования таких таблиц в расчетах на ЭВМ. Для узких диапазонов изменения условий зависимость, например, $P(T,\rho)$ близка к степенной. Значит, зависимость $\lg P = f(\lg T, \lg \rho)$ в узком диапазоне близка к линейной. Поэтому в память ЭВМ вводят таблицы, записанные в логарифмических переменных. Для требуемых значений T,ρ величины искомых функций находят линейной интерполяцией по этим таблицам. Соответствующие формулы приведены в /8/.

Этот прием позволил существенно повысить оперативность и удобство расчетов, не снижая их точности.

5. Строго говоря, одномерное МГД-приближение в низкотемпературных Z-пинчах внутренне противоречиво /30/. В самом деле, конструкция на рис.1 имеет один сплошной медный электрод. Проводимость меди на 3-4 порядка выше проводимости низкотемпературной плазмы, поэтому электрод должен быть эквипотенциальной поверхностью*). А из

*) Проводимость высокотемпературной плазмы близка к проводимости меди, поэтому к разрядам в высокотемпературной плазме эти рассуждения не относятся.

уравнений (13) следует, что электрическое поле E_z будет зависеть от радиуса. Значит, разность потенциалов между электродами тоже должна быть функцией радиуса, что противоречит условию эквивалентности.

Поэтому можно ожидать, что если в радиальном направлении имеются значительные МГД-эффекты, то возникнет неоднородность поля вдоль оси. Достаточным условием отсутствия этих эффектов является малость характерных размеров системы d по сравнению с длиной диффузии Δr магнитного поля за характерное время t (4): $d \leq \Delta r$. Для разрядов быстрых конденсаторных батарей с периодом $t \approx 10$ мксек это приводит к довольно жесткому ограничению: толщина плазменного слоя не должна превышать нескольких сантиметров.

Действительно, эксперимент показывает, что при нарушении условия малости во много раз, например, при электрическом взрыве проволок длиной ~ 1м, нередко наблюдается сильная неоднородность по оси разряда /44/. Однако, при небольшом нарушении этого условия отклонения от одномерности обычно несущественны. Последнее имело место в большинстве изучавшихся авторами конструкций с быстрой батареей и размерами газоразрядной камеры до 10-15 см.

Если выполнено условие малости МГД-эффектов, то для расчета электромагнитного поля Z-пинча можно предложить более простое электротехническое приближение /30/.

Будем считать электроды эквипотенциальными поверхностями, а электрическое поле между ними - однородным. Тогда плазменный столб можно рассматривать просто как проводник, имеющий переменную по радиусу проводимость. Он характеризуется собственным сопротивлением и индуктивностью (его емкостью можно пренебречь).

В газодинамической части расчета вычисляется распределение температуры и плотности по радиусу; по ним нетрудно найти проводимость плазмы. Подсчет сопротивления плазменного столба по известной проводимости очевиден.

Индуктивность столба определяется из соотношения:

$$\frac{1}{2} L J^2 = \frac{1}{8\pi} \int H^2 dV . \qquad (14)$$

Здесь интегрирование ведется по всей области, в которой имеется магнитное поле; например, в задачах с внутренним обратным проводом - до наружной границы плазменного столба. Плотность тока в движущейся плазме связана с электрическим полем в лабораторной системе координат соотношением:

$$\vec{j} = \sigma (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{H}). \qquad (15)$$

Магнитное поле в данной точке плазмы равно:

$$H(r) = \frac{2}{r}\, J(r), \qquad J(r) = 2\pi \int_0^r j(x)\, x\, dx, \tag{16}$$

где $J(r)$ - ток, протекающий через сечение радиуса r. Подставляя (15-16) в (14), нетрудно выразить индуктивность через распределение проводимости по сечению.

После этого полный ток в цепи и напряжение на электродах определяются из решения электротехнического уравнения:

$$\frac{d}{dt}\left[(L+L_0)J\right] + (R+R_0)J + U_0 - \frac{1}{C_0}\int_0^t J(t')\,dt' = 0, \tag{17}$$

где нулевым индексом помечены величины, относящиеся к внешней цепи.

Электротехническое приближение заметно проще магнитогидродинамического; особенно удобно оно тем, что позволяет легко включать в расчет разнообразные и сложные внешние электрические цепи. Вероятно, для низкотемпературных Z -пинчей в камерах со сплошными электродами электротехническое приближение имеет примерно ту же физическую точность, что и одномерное МГД-приближение. Доводом в пользу такого предположения служит то, что расчеты всех стадий разряда в газе, выполненные в обоих этих приближениях, в основных чертах совпали.

Электротехническое приближение не переносится на θ -пинчи: в них сильные одномерные МГД-эффекты нередко имеют место, и не приходят в противоречие ни с какими другими известными фактами.

6. После создания математической модели, разработки численных методов решения соответствующих уравнений и их реализации в программах на ЭВМ в практических расчетах остается существенная трудность - выбор для каждого конкретного вещества правильных термодинамических функций, транспортных коэффициентов и спектральных показателей поглощения.

Очевидно, использование в расчетах по готовой программе недостаточно обоснованных физических коэффициентов может сильно обесценить работу, ибо оно ухудшает количественную точность расчетов, а иногда приводит даже к неверным качественным результатам.

Плотная плазма при температурах, реализующихся в излучающих

разрядах, является слабо неидеальной. Это означает, что хотя кулоновское взаимодействие заряженных частиц невелико по сравнению с их кинетической энергией, однако полностью пренебрегать им нельзя. Оно вносит малый вклад в термодинамические функции вещества, но уже может заметно повлиять на величину транспортных коэффициентов (электропроводности и электронной теплопроводности). Особенно велико и трудно учитываемо его влияние на спектральные показатели поглощения, которые даже в случае идеальной плазмы крайне сложно определить /45/.

Для определения термодинамических функций и проводимости плазмы существуют таблицы /46/, надежность которых опробована в ряде случаев экспериментом.

На рис.15 приведены результаты расчета проводимости по /46/ и эксперимента /20/[ж)]. Видно, что в условиях параметра неидеальности $\gamma = \varepsilon_p/\varepsilon_k \approx \frac{10}{3} n_e^{1/2}(e^2/kT)^{3/2} \approx 0,2$ имеется хорошее согласие в широком интервале /49/ температур. В области более низких /48/ и более высоких температур ($T \leq$ 14 тыс^{0}к) сравнение, проводившееся ранее /50/, так же дало хорошее согласие.

Расчет спектральных показателей поглощения сталкивается с большими трудностями. Они связаны с необходимостью одновременного учета многих состояний атомов и ионов в различных переходах, определением формы линий и т.д. Некоторой характеристикой сложности таких расчетов может служить указанное в /51/ расхождение в значениях коэффициентов поглощения для воздуха, найденных различными авторами /52-54/. Это расхождение доходит до десятков раз для частот $\sim$ 10 кТ. Однако даже такие расчеты выполнены лишь для небольшого количества веществ.

В задачах радиационной газодинамики поток энергии определяется не всеми деталями коэффициента поглощения. Это позволяет пользоваться итерационным способом выбора эффективных коэффициентов поглощения /51/. На основе имеющихся данных строится приближенная модель коэффициента поглощения и проводится расчет задачи МРГД. По данным расчета выясняется, какие детали коэффициента поглощения существенным образом влияют на результаты численного решения, и с помощью теоретического или экспериментального анализа проводится их уточнение. Таким образом, используется своеобразная итерационная схема: "Модель коэффициента поглощения" – "расчет задачи МРГД"

ж) Экспериментальные данные работы /20/ были уточнены после дополнительного исследования радиального распределения температуры /47/. Здесь приводятся уточненные результаты.

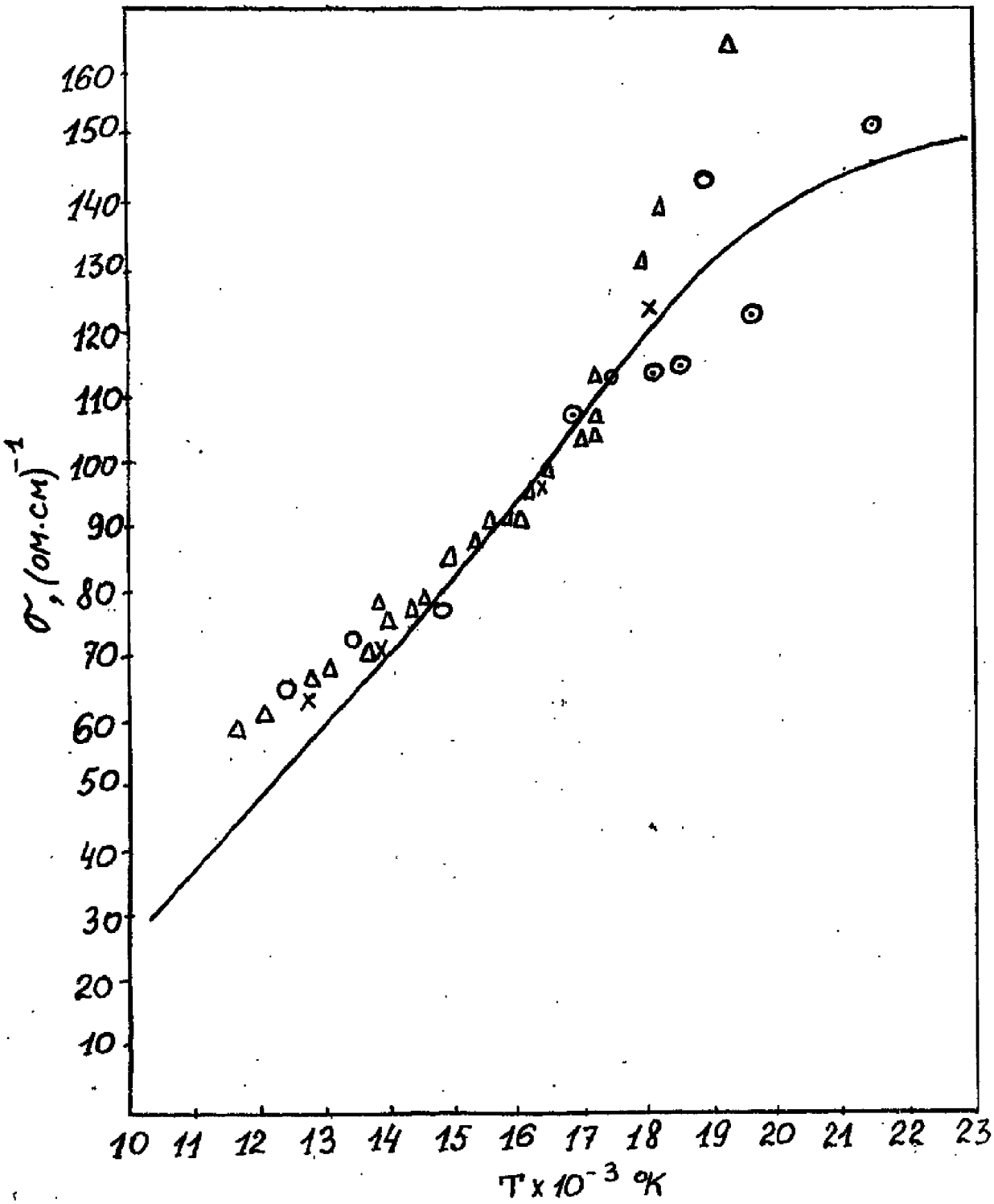


Рис.15. Сопоставление экспериментальных (точки) и расчётных (кривая) значений электропроводности ксеноновой плазмы.

- "уточнение коэффициента поглощения" -"расчет задачи МРГД".

Для описываемой серии расчетов существовали экспериментальные данные по коэффициентам поглощения Ксенона в области пропускания кварца /I9/. Кроме того было известно, что для частот $h\nu > 8$ эв существует сложная система зачастую перекрывающихся линий поглощений, а при $h\nu$ = I2 эв коэффициент поглощения резко возрастает из-за фотоионизации с основного состояния.

Расчеты показали, что окончательные данные существенным образом зависят лишь от деталей коэффициента поглощения в видимом свете и ближнем ультрафиолете. Для более жесткой части спектра важным оказывается лишь то, прозрачным или непрозрачным является столб ксенона. Поэтому вокончательной модели коэффициент поглощения для жесткой части спектра был выбран достаточно большим. Его же конкретная величина особой роли не играла.

Естественно, что такая модель зависит от температуры плазмы. При дальнейшем росте температуры следует учитывать фотоионизацию второго уровня и т.д. Неучет включения линий и ионизации более глубоких уровней с ростом температуры приводит к образованию перегревной неустойчивости /9, § 9, 55/. Однако для рассматриваемой серии расчетов такие явления не наблюдались.

§ 3. Результаты расчетов и их сравнение с экспериментом.

Расчеты и сравнение выполнены для контура Iа с параметрами C = 30 мкф, L_0 = 0,25 мкгн, U_0 = 20 кв, ℓ = I0 см при начальном давлении ксенона I80 тор (подробнее см. § I). Этот случай является промежуточным между ГД и МГД режимами и поэтому наиболее сложным по характеру протекающих процессов.

Основные результаты расчетов и сравнение с экспериментальными данными приведены на рис.I6-20.

На рис.I6 показаны расчетные и экспериментальные кривые тока в цепи. Совпадение кривых хорошее. Оказываются одинаковыми и периоды и амплитуды токов. Обратим внимание, что первая половина первого периода несколько длиннее остальных из-за большого сопротивления плазменного столба в начале процесса.

Из рис.I9 видно, что рассчитанное и экспериментально измеренное выделение джоулевой мощности в плазме разряда хорошо согласуются. Поскольку токи тоже совпадают, то рассчитанное сопротивление

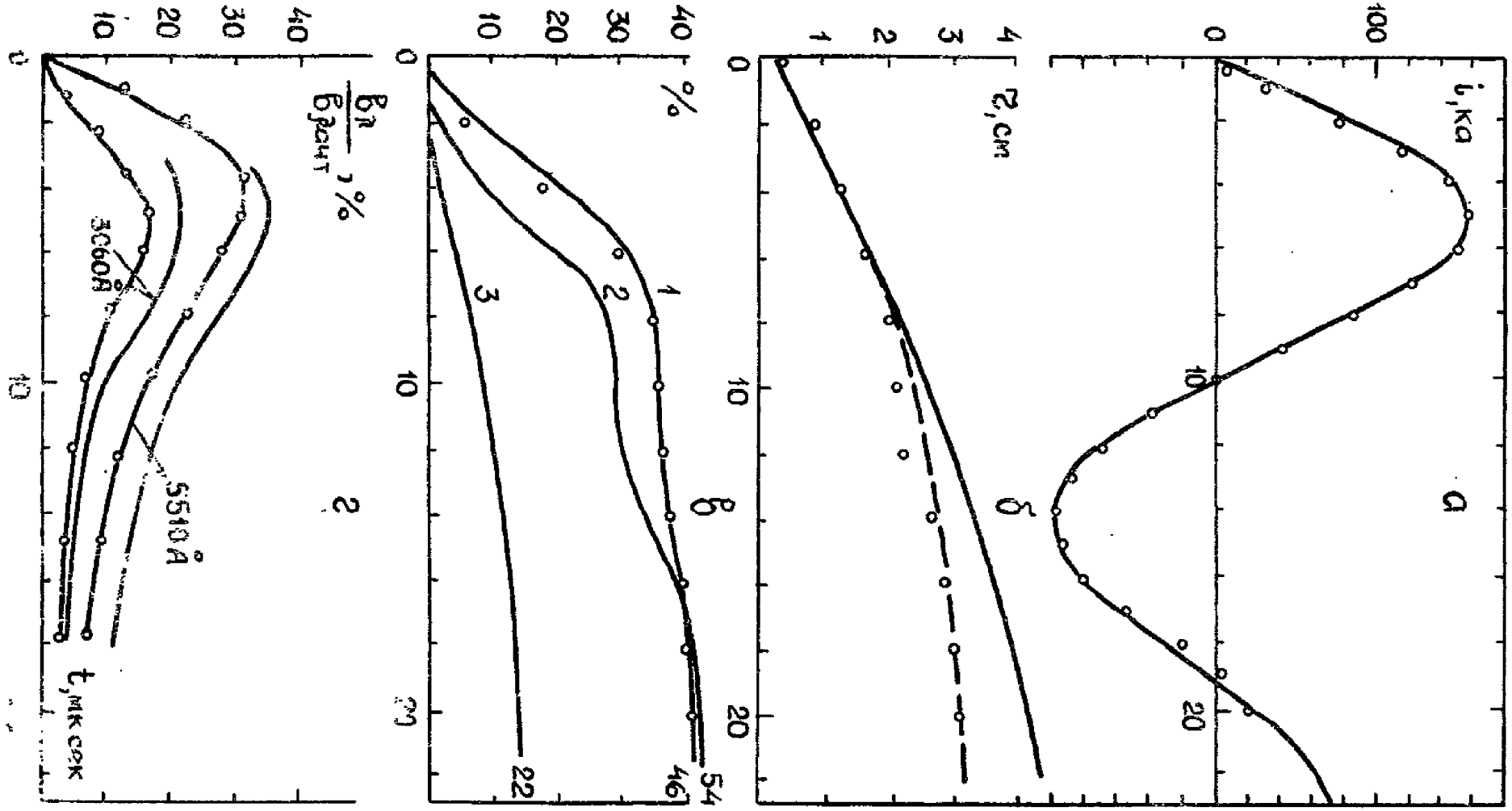


Рис.16-20. Сравнение экспериментальных данных (кружки) с расчётом (кривые): а - для тока, б - для радиуса фронта ударной волны и границы свечения, в - для энергетического баланса в процентах от $\frac{1}{2}CU_0^2$ (I - энергия, вложенная в плазму, 2 - энергия, выделившаяся вне разряда, 3 - излучение), г - отновительная яркость $B_\lambda/B_{\lambda\,ачт}$ ($B_{\lambda\,ачт}$ - яркость ачт при 40000°К).

плазмы должно хорошо согласоваться с истинным (прямого экспериментального определения сопротивления разряда не производилось). Подтверждением этого вывода служит также совпадение декремента затухания тока, определяемого полным сопротивлением цепи, в расчете и эксперименте.

Движение ударной волны показано на рис.18. Там же приведена граница экспериментально наблюдаемого свечения. Видно, что ее положение сильно отличается от положения ударной волны. Анализ расчета показал, что эта кривая хорошо совпадает с волной ионизации (границей, на которой происходит резкая ионизация ксенона) /56/.

При плотностях типичных для экспериментов, ионизация ксенона достигает 10 % при $T = 0{,}9$ эв. Если температура падает на 0,1 - 0,2 эв, то ионизация падает на 1-2 порядка. Поэтому даже при не слишком крутом профиле температуры граница ионизованной области является резкой. Т.к. величина коэффициента поглощения сильно зависит от концентрации электронов, то и регистрируемый на СФР-грамме поток света резко падает на волне ионизации. В районе этой волны также сильно меняются и другие оптические свойства. Это дает возможность наблюдать волну ионизации в различных опытах.

В далеко отошедшей от оси ударной волне температура падает ниже 0,3 эв. Поэтому ее свечение много слабее свечения центральной зоны, что затрудняет ее экспериментальное обнаружение. Такой режим, когда ударная волна сильно опережает волну ионизации невыгоден в ряде приложений. При увеличении скорости вложения энергии в разряд ударная волна совпадает с волной ионизации (см.§ 1).

На рис.19 даны энергетические характеристики разряда. Кривые относятся только к первому периоду тока. Поэтому на рис.19 показаны также предельные значения, к которым стремятся эти кривые к концу разряда. Видно, что основная часть энергии вкладывается в разряд уже по времени $t \approx 8$ мксек, то есть меньше чем за половину периода. Заметно характерное плато, соответствующее прохождению тока через ноль (эти моменты помечены стрелками). Примерно половина (54 %) энергии выделяется на внешнем сопротивлении. Половина энергии, выделившейся в плазме, выходит в виде излучения. Это говорит о существенной роли радиации в энергетическом балансе.

На рис.20 приводится яркость излучения на частотах $\lambda = 3060$ Å

и λ = 5510 Å, выходящего по радиусу камеры. Эта яркость измеряется в долях яркости эталонного источника с температурой T = 40000°K. Там же нанесены соответствующие экспериментальные кривые. Из рисунка видно, что до первого максимума тока расчетная и экспериментальная яркости для λ = 5510 Å близки. В дальнейшем экспериментальная яркость уменьшается по сравнению с расчетной. Для λ = 3060 Å превышение расчетной яркости несколько больше.

Эти расхождения объясняются не учитываемым в расчете поглощением выходящего излучения на внутренней испаряющейся поверхности кварца /57-60/. При этом поглощение растет со временем, и оно действительно должно быть больше для более жесткого излучения.

Отметим, что наблюдаемое расхождение яркости соответствует очень малым различиям в температуре плазмы (примерно 0.1-0.2 эв). Следовательно, температуры в расчете и эксперименте близки. Этот факт, а также аккуратная передача в расчете границы светящейся области говорят о точности расчета потока энергии.

Приведенное сравнение показывает, что принятая теоретическая модель разряда хорошо соответствует эксперименту. Это дает основание для использования детальных результатов расчета, как физических результатов.

На рис.21 приведены мгновенные распределения по радиусу давления P и скорости v, а также температуры и плотности для трех моментов времени: в районе максимума тока (t = 5,2мксек); в районе нуля тока (t = 9,8мксек) и в районе второго максимума тока (t = 14,4 мксек).

Прежде всего, обращает внимание плавный рост температуры и спад плотности за фронтом ударной волны (рис.21б). Такое поведение свидетельствует о существенной роли прогрева газа в ударной волне потоком квантов со сравнительно большими пробегами, которые и обусловливают "язык прогрева". На длине пробега этих квантов нельзя пренебречь изменением температуры: условие локального лучистого равновесия нарушено. Следовательно, приближение лучистой теплопроводности не имеет места.

Следующим существенным моментом является то, что основной поток излучения генерируется в области роста температуры и спада плотности за фронтом ударной волны, а не в области токоведущего канала. Из данных рис.22 видно, что в районе максимума тока (t = 5,2 мксек) на радиусе r= 0,94 см (это соответствует границе области с равномерным распределением температуры) результирующий лучистый поток равен нулю: потоки, идущие вдоль и против радиуса, равны

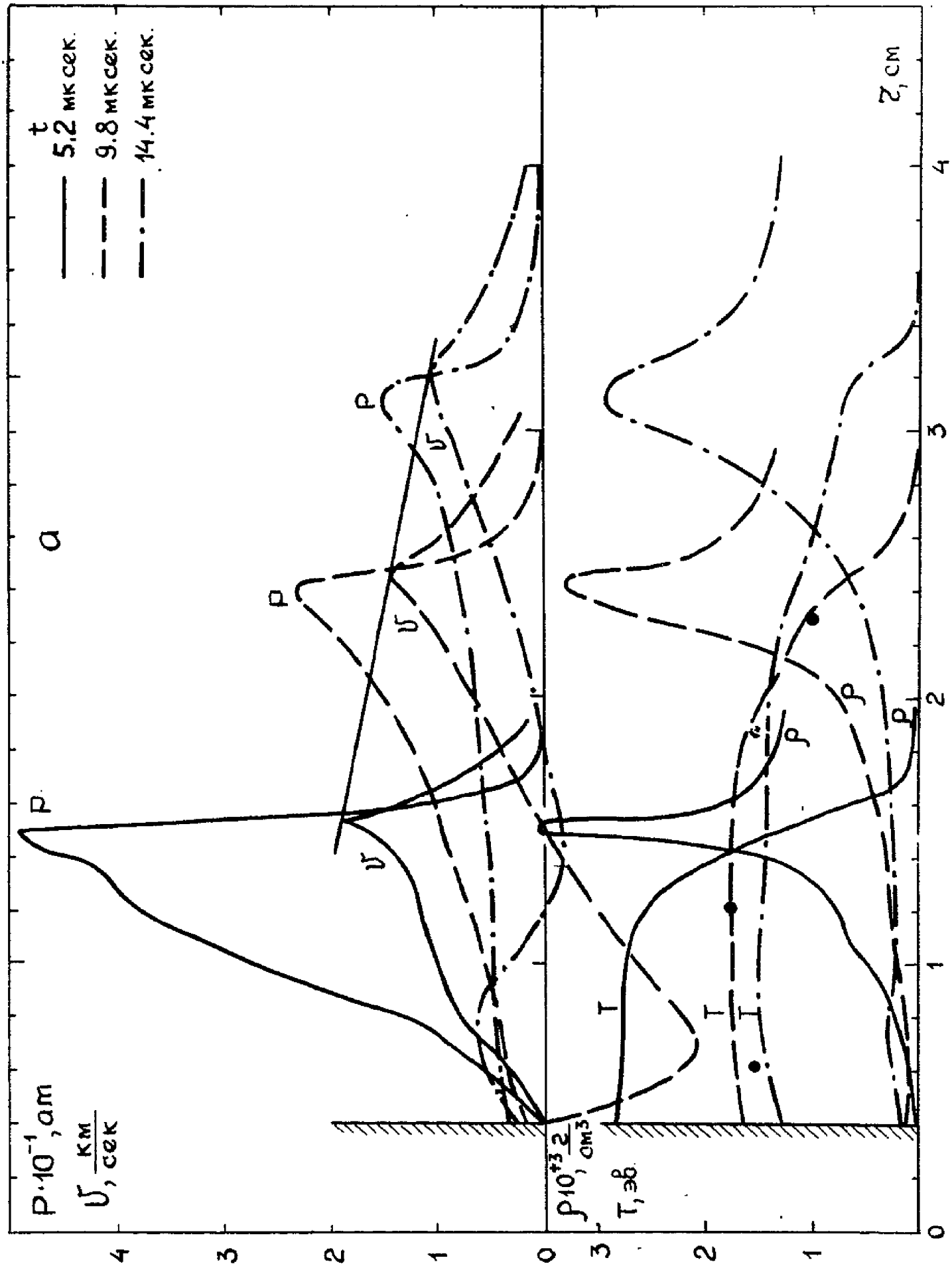


Рис.21. Расчётные распределения T, ρ, P, v по радиусу для трёх моментов времени t.

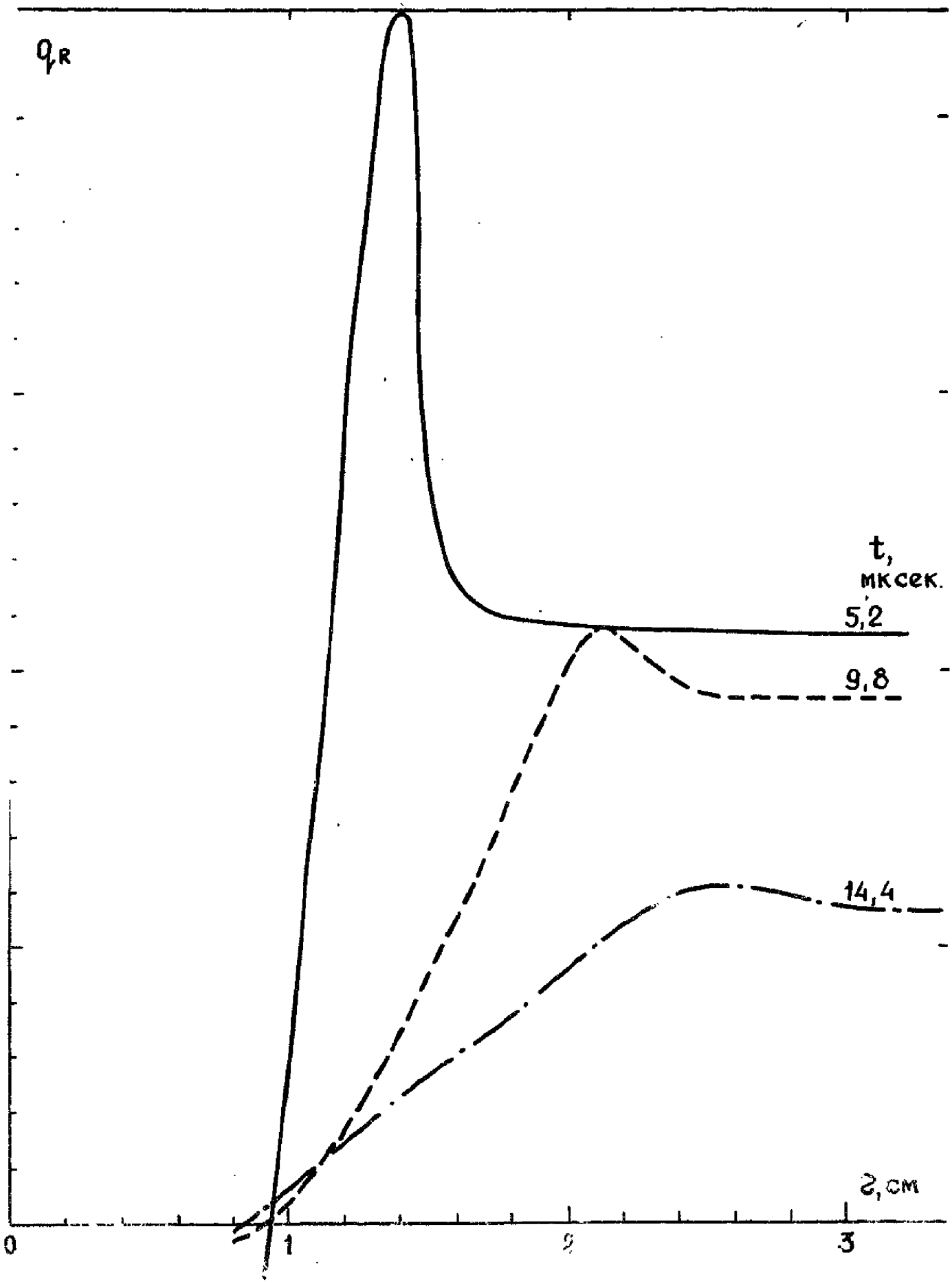


Рис.22. Радиальное распределение результирующего потока излучения.

При увеличении радиуса от r = 0,94 см до r = I,27 см результирующий поток, направленный вдоль радиуса, резко увеличивается. В этой области плотность и температура не постоянны (это "оболочка" канала разряда). Значение плотности в этой области существенно выше, чем в канале. Температура при этом падает примерно на 20 %. При дальнейшем увеличении радиуса поток излучения падает: часть его поглощается более холодными и плотными слоями газа в ударной волне. Поглощение происходит в довольно широкой области, составляющей ~0,3 см. Эта область и представляет собой "язык прогрева" (сравним профиль температуры на рис.2I б).

Для момента времени t= 9,8 мксек радиальное распределение температуры было сопоставлено с экспериментальным (показано точками на рис.2Iб), которое также дает плавный спад температуры в области ударной волны.

Таким образом, в районе максимума импульса излучения разряда необходим точный расчет распределения температуры и плотности в области ударной волны, и упрощенные представления типа автомодельных едва ли могут дать правильный порядок величины яркости (B_λ, $\frac{\text{вт}}{\text{см}^2\ \text{стер.}\ \text{Å}}$). При этом в рассмотренном примере тепловой поток, связанный с электронной теплопроводностью, был минимум на три порядка ниже потока, переносимого излучением. Поэтому надежность расчета в существенной мере определяется правильностью заложенных в уравнения переноса излучения спектральных показателей поглощения /I9/.

Интересно отметить, что после максимума тока (от 5,2 до 9,8 мксек) выходящий поток излучения меняется сравнительно медленно (рис.22) из-зе резкого увеличения прозрачности газа в ударной волне для квантов, несущих основную долю потока.

Данные рис.2Iа иллюстрируют сильную роль магнитного давления: в районе максимума тока (t = 5,2 мксек) газокинетическое давление падает у центрального стержня до I,5 ат, в то время как на ударной волне оно достигает 50 ат. При этом вся масса газа движется по радиусу с нарастающей скоростью.

В районе нуля тока (t = 9,8 мксек) магнитное давление падает и часть массы газа возвращается к оси (отрицательная скорость), а другая часть продолжает течь за ударной волной. Где-то на середине радиуса газ неподвижен (v = 0). Давление у стержня повышается до I,9 ат.

В районе второго максимума тока (t = I4,4 мксек) газ снова

движется вдоль радиуса у центрального стержня, а навстречу ему по инерции продолжает течь газ из центральной области. При приближении к ударной волне газ продолжает течь по радиусу. В результате в этот момент имеется две цилиндрические поверхности, в которых газ неподвижен.

Перечислим основные результаты данной работы.

а) Экспериментально исследованы расходящиеся коаксиальные разряды в различных инертных газах для широкого диапазона начальных давлений.

б) Экспериментально получена сплошная плазменная оболочка с хорошей цилиндрической симметрией.

в) Построена одномерная математическая модель излучающего разряда и показана ее адекватность эксперименту. Получено (по-видимому, впервые) хорошее согласие с экспериментом даже таких "тонких" характеристик, как яркость разряда на разных длинах волн.

г) Показано, что излучение данных разрядов существенно неравновесно. Фронт распространения тепла является размазанным "языком прогрева", а не четким фронтом температурной волны.

д) Анализ расчетов показал, что наблюдаемая граница интенсивного свечения является не тепловой волной, а фронтом ионизации. Обычно этот фронт отстает от ударной волны, но при большой скорости ударной волны может с ней совпадать.

е) Обнаружено, что основной поток излучения формируется в периферийной области, в которой температура ниже, а плотность выше, чем в центральных областях плазменного кольца. Описать подобные режимы автомодельными решениями вряд ли возможно. Надежный расчет светового потока в этих условиях возможен только при наличии достаточно полной модели, использованной в данной работе.

В заключение отметим, что данная работа представляет пример одновременного исследования сложного физического явления с помощью эксперимента и математического моделирования. Такой подход является очень плодотворным. Он способствовал уточнению как математической модели, так и результатов экспериментальных исследований, и позволил выяснить детальную картину явления.

Л И Т Е Р А Т У Р А

I. J.R. Oliver, F.S. Barnes. Rare-gas pumping efficiencies for neodium lasers. IEEE, J.Quantum Electronics, QE-5, N 5, 225, 1969.

2. А.А.Мак, Ю.А.Ананьев, Б.А.Ермаков. Твердотельные оптические квантовые генераторы. Успехи физ.наук, 92, № 3, 373, 1967.

3. С.И.Андреев, Г.О.Карапетян, В.М.Лихачев, М.Р.Бедилов. "Стимулированное излучение стекла активированного тербием". Ж.Оптико-механическая промышленность, № 12, 60, 1967.

4. С.И.Андреев, М.П.Ванюков, А.А.Егоров, Б.М.Соколов. "Применение безэлектродного высокочастотного разряда для накачки оптических квантовых генераторов". Оптика и спектроскопия, 23, № 5, 784, 1967.

5. С.И.Андреев, М.П.Ванюков, Е.В.Даниэль. "Применение поверхностного искрового разряда для накачки оптических квантовых генераторов". Ж.тех.физики, 37, № 8, 1527, 1967.

6. С.И.Андреев, М.П.Ванюков, В.Е.Гаврилов. Применение трубчатых ламп, питаемых двойными импульсами тока для накачки лазера". Опт. и спектр, 24, № I, I2I, 1968.

7. R.G. Baser, D.Ramm. "Накачка лазера интенсивными Z - разрядами", Appl.Optics, 5, 627, 1966.

8. В.Я.Гольдин, Д.А.Гольдина, Г.В.Данилова, Н.Н.Калиткин, Л.В.Кузьмина, С.П.Курдюмов, А.Ф.Никифоров, Ю.П.Попов, В.С.Рогов, В.Б.Розанов, А.А.Самарский, В.Б.Уваров, Л.С.Царева, Б.Н.Четверушкин "Исследование задач магнитной радиационной газодинамики численными методами на ЭВМ". Препринт ИПМ № 36, 1971 г., депонирован в ВИНИТИ. № 1050 - 74 Деп.

9. П.П.Волосевич, В.Я.Гольдин, Н.Н.Калиткин, С.П.Курдюмов, Ю.П.Попов, В.Б.Розанов, А.А.Самарский, Б.Н.Четверушкин "Некоторые стадии сильноточного разряда в плазме". препринт ИПМ № 40. 1971 г. Депонирован в ВИНИТИ. № 1049 - 74 Деп.

10. А.Д.Клементов, Г.В.Михайлов, В.Б.Розанов, Ю.П.Свириденко "Сильноточный импульсный разряд в литии". ТВТ, № 4, 736-740, 1970.

II. А.Ф.Александров, А.А.Рухадзе. Сильноточные электроразрядные источники света". Усп.физ.наук, 112, № 2, 193, 1974.

12. А.Ф.Александров, В.В.Зосимов, С.П.Курдюмов, Ю.А.Попов, А.А. Рухадзе, И.Б.Тимофеев "Динамика и излучение прямых сильноточных разрядов в воздухе". Ж.Эксперим.и теор.физики, 61, 1841, 1971.

13. Н.И.Суходрев "О возбуждении спектра в искровом разряде".Труды физ.ин-та АН СССР им.П.Н.Лебедева, 15, 123, 1961.

14. Л.Д.Горшкова, В.А.Горшков, И.В.Подмошенский "Спектроскопические исследования плазмы мощного H -прижатого разряда", Теплофизика высоких температур, 7, 1, 1969.

15. К.Фольрат "Искровые источники света и высокочастотная кинематография" в сб.Физика быстропротекающих процессов, Мир, М., 1971.

16. Ф.Фрюнгель. Импульсная техника "Энергия", 11-3, М-Л., 1965.

17. Д.Е.Райнхарт, Дж.Пирсон. Поведение металлов при импульсных нагрузках, И.Л.1958.

18. М.Камак, А.Каптровиц, Г.Е.Петчек. Плазменные двигатели для космических полетов в сб. "Движущаяся плазма", И.И.Л.,М. 1961.

19. С.И.Андреев, В.Е.Гаврилов. Излучательная способность плотной ксеноновой плазмы", Ж.Прикл.спектр.13, № 6, 988, 1970; Опт. и спектр., 26, 665, 1969.

20. С.И.Андреев, В.Е.Гаврилов. "Температурная зависимость электропроводности ксеноновой плазмы", Ж.Тех.физики, 40, № 6, 1300, 1970.

21. С.И.Андреев, В.Е.Гаврилов. Радиационные потери из плотной ксеноновой плазмы, Теплофиз.выс.темп., 8, № 1, 203, 1970.

22. С.И.Андреев, В.Е.Гаврилов. Метод экспериментального определения термодинамических величин неидеальной плазмы. Теплофиз. Выс.температур, 8, № 6, 1256, 1970.

23. Л.Д.Горшкова, В.А.Горшков, И.В.Подмошенский "Определение излучательной способности плазмы, полученной из неэлектропроводных материалов", Ж. пр.спектр.12, № 1, 8, 1970.

24. Бай Ши-и, Динамика излучающего газа. Мир, М., 1968.

25. В.Б.Розанов, Б.Л.Борович, Кр.сообщ.по физ.(ФИАН СССР) № 12, 3, 1970.

26. Л.А.Арцимович. Управляемые термоядерные реакции, ГИФМЛ,М.1961.

27. П.Н.Дашук, С.Л.Зайенц, В.С.Комельков, Г.С.Кучинский, Н.Н.Николаевская, П.И.Шкуропат, Р.А.Шнеерсон. Техника больших импульсных токов и магнитных полей. Под ред.В.С.Комелькова, Автоиздат, М.1970.

28. Н.И.Огурцов, И.В.Подмошенский, М.И.Демидов. Импульсный источник света с излучением абсолютно черного тела при температуре 40000°К. Ж.Оптико-механическая промышленность, № I, I, 1960.

29. Л.Ф.Кварцхвава, К.Н.Кервалидзе, Ю.С.Гвалидзе. Некоторые магнитогидродинамические эффекты, наблюдаемые при импульсном сжатии плазмы. ЖТФ, 30, 297, 1960.

30. В.Я.Гольдин, Н.Н.Калиткин, Б.Н.Четверушкин "Электротехническое приближение для сильноточных излучающих разрядов" ПМТФ, 1975 г, N I, 41-44.

31. Дж.Чейз "Взрывающиеся проволочки" УФН, 1965, 85, № 2, 381-386.

32. Г.Кнопфель "Сверхсильные импульсные магнитные поля", Москва, Мир, 1972.

33. В.Я.Гольдин, Н.Н.Калиткин "Электрический взрыв проволочки", Препринт ИПМ, 1970 г.

34. В.А.Алексеев, ТВТ, 8, № 3, 641-654 (1970).

35. Г. Hensel, E.V. Frank. Rev.Mod.Phys., 40, N 4, 697-703 (1968).

36. А.И.Выскребенцев, Ю.П.Райзер. "Простая теория пробоя одноатомных нелегких газов в полях любой частоты, от низкой до оптической". ПМТФ - 1973, № I, 40-47.

37. С.И.Брагинский "К теории развития канала искры" ЖЭТФ, 34, № 6, 1548 (1958).

38. С.И. Андреев, Б.И. Орлов, К теории развития искрового разряда. ЖТФ, 35, № 8, 1411, (1965).

39. А.А.Самарский, П.П.Волосевич, М.И.Волчинская, С.П.Курдюмов "Метод конечных разностей для решения одномерных нестационарных задач магнитной газодинамики". Ж.выч.матем. и матем. физ., 8, № 5, 1025, (1968).

40. В.Я.Гольдин, Б.Н.Четверушкин "Методы расчета переноса излучения в одномерных задачах низкотемпературной плазмы" Препринт ИПМ № 12, (1970 г.), депонирован в ВИНИТИ, № 1796-70 Деп.

41. В.Я.Гольдин, Б.Н.Четверушкин "Методы решения одномерных задач радиационной газовой динамики", Ж.Вычисл.матем.и матем.физ., 12, № 4, 990-1000, (1972).

42. Ю.Н.Куликов, Б.Н.Четверушкин "Неявный метод определения температуры в задачах радиационной газовой динамики" Ж.вычисл. матем. и матем.физ.13, № 1, 136-146,(1973).

43. В.П.Башурин, Ю.В.Варламов, В.Я.Гольдин, Б.Н.Четверушкин, "Методы решения одномерных задач радиационной газовой динамики." Ж.Вычисл.матем.и матем.физ., 13, № 5, 1298-1306, (1973).

44. А.А.Вехов, А.Д.Клементов, Ф.А.Николаев, В.Б.Розанов, В.А.Рубцов, Ю.П.Свириденко. "Протяженный импульсный разряд в парах лития". Краткие сообщения по физике. Сб.ФИАН № 10, октябрь, 1970.

45. Л.М.Биберман, Г.Э.Норман "Непрерывные спектры атомных газов и плазмы". УФН, 91, № 2, 194, 1967.

46. Н.Н.Калиткин, Л.В.Кузьмина, В.С.Рогов "Таблицы термодинамических функций и транспортных коэффициентов плазмы". Препринт ИПМ. 1972.

47. С.И.Андреев, В.Е.Гаврилов "Определение температуры плазмы вблизи диэлектрической поверхности. Ж.Прикладной спектроскопии, 14, № 3, 524, 1971.

48. А.А.Бакеев, Р.Е.Ровинский "Электрические свойства плазм импульсных разрядов высокого давления в инертных газах", ТВТ, 1970, 8, № 6, 1221.

49. Н.Н.Огурцов, И.В.Подмошенский, В.Л.Смирнов "Получение плотной неидеальной плазмы в капиллярном разряде с испаряемой стенкой". Сборник трудов 3-й Всесоюзной конференции по физике низкотемпературной плазмы. Москва, МГУ, 1971, 126-131.

50. Н.Н.Калиткин, Л.В.Кузьмина, В.С.Рогов "Проводимость слабо неидеальной плазмы" Сборник трудов 3-й Всесоюзной конференции по физике низкотемпературной плазмы". Москва, МГУ, 1971, стр.144-147.

51. В.Я.Гольдин, Б.Н.Четверушкин "О численном моделировании задач радиационной газовой динамики". Препринт № 17, ИПМ, 1973 г.

52. R.K.M. Landshoff, T.K. Magee. Thermal radiation phenomena. IFI Plenum. New-York-Washington, 1969. v.1-2.

53. И.В.Авилова, Л.М.Биберман, В.С.Воробьев, В.М.Замалин, Г.А.Кобзев, А.Н.Лагарьков, А.Х.Мнацаканян, Г.Э.Норман "Оптические свойства горячего воздуха" Москва, "Наука", 1970.

54. В.А.Каменщиков, Ю.А.Пластинин, В.М.Николаев, Л.А.Новицкий "Радиационные свойства газов при высоких температурах", Москва, Изд.,"Машиностроение", 1971.

55. В.Я.Гольдин, Б.Н.Четверушкин "Стационарное решение задачи о сильноточном разряде". Сб.докладов 3-й Всесоюзной конференции по физике низкотемпературной плазмы; Москва, МГУ,1971, стр.182-184.

56. В.Я.Гольдин, Б.Н.Четверушкин "Исследование охлаждения и разлета сферической мишени, разогретой излучением лазера", ЖЭТФ, 1975, 68, № 5 (в печати); препринт ИПМ № 95, 1974.

57. Ю.Г.Басов, Ю.П.Андреев, В.А.Кайгородов, В.Н.Кристалева, В.В. Сысун. Исследование импульсных разрядов в ксеноне с большой поверхностью, ограничивающей плазму. ТВТ,1973, II, № 4, 728-734.

58. С.И.Андреев, В.Е.Гаврилов. Определение концентрации примеси кремния в плазме электроразрядных импульсных трубчатых ламп с ксеноновым наполнением. ЖПС, 1974, 20, № 4, 584-587.

59. С.И.Андреев, В.Е.Гаврилов. Об обратимой непрозрачности кварцевой трубки ксеноновых импульсных ламп. ЖПС, 1974, 20,№ 5, 780-783.

60. С.И.Андреев. К расчету ограниченных стенками импульсных разрядов в ксеноне. ЖТФ, 1975, 45, № 5, 1010-1016.