

61.95-1/593-2

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)

This material may be protected by Copyright law (Title 17 U.S. Code)

На правах рукописи

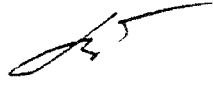
МОЗГРИН Дмитрий Витальевич

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СИЛЬНОТОЧНЫХ ФОРМ
КВАЗИСТАЦИОНАРНОГО РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ
В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

01.04.08 - физика и химия плазмы

Диссертация
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Автор *Мозгрин*

Научный руководитель - 
кандидат физико-математических наук
доцент Фетисов Игорь Константинович

Москва - 1994 г.

СОДЕРЖАНИЕ

	стр.
СОДЕРЖАНИЕ.....	2
ВВЕДЕНИЕ.....	4
Глава I. Сильноточные разряды низкого давления в магнитном поле и их использование для генерации плотной плазмы и интенсивных потоков частиц.....	7
I.1 Экспериментальные исследования газового разряда низкого давления в магнитном поле и их применение в современной технике.....	7
I.2 Методы получения разрядов низкого давления большой мощности с однородной структурой плазмы.....	25
Выводы.....	32
Глава 2. Методика и техника эксперимента.....	34
2.1 Экспериментальная установка для получения мощных квазистационарных форм газового разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях.....	34
2.2 Импульсная зондовая методика определения параметров плазмы.....	45
2.3 Двухмодовая лазерная методика определения плотности плазмы.....	54
2.4 Импульсное смещение.....	57
Глава 3. Области существования и характеристики квазистационарных сильноточных режимов разряда низкого давления в магнитном поле различной конфигурации..	59
3.1 Режимы квазистационарного разряда.....	59
3.2 Применение импульсной зондовой методики для определения параметров плазмы и ионных потоков....	74

3.3	Определение параметров плазмы разряда методом двухмодовой лазерной интерферометрии.....	82
3.4	Обсуждение результатов.....	87
Глава.4.	Эмиссионные и распылительные характеристики сильноточных форм квазистационарного разряда низкого давления.....	100
4.1	Особенности катодного распыления в квазистационарном сильноточном магнетронном разряде и его использование в технологии импульсного распыления материалов.....	100
4.2	Эмиссионные свойства плазмы сильноточного диффузного разряда и их использование в технологии монно-стимулированного травления материалов.....	103
	ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	110
	ЛИТЕРАТУРА.....	111

ВВЕДЕНИЕ.

Интенсивное исследование разрядов низкого давления в поперечном магнитном поле связано с их широким использованием в магнетронных устройствах технологического назначения, ускорителях плазмы с замкнутым дрейфом электронов, в качестве плазменных эмиттеров для электронных и ионных инжекторов.

Анализ литературных данных показывает, что свойства разряда в поперечном магнитном поле с замкнутым дрейфом электронов в области перехода от магнетронного разряда с растущей вольт-амперной характеристикой к дуговому разряду практически не изучены. Отсутствуют обоснованные экспериментальные и теоретические данные, позволяющие определить предельные режимы магнетронного разряда в которых функционирует большинство технологических устройств. Исследование мощных импульсных разрядов, используемых для генерации плотной однородной плазмы, указывает на возможность существования устойчивых форм разряда в магнитном поле, не переходящих в контрагированную фазу при значительных величинах тока, обычно соответствующих дуговой области вольт-амперной характеристики таких разрядов.

Цель работы:

Исследование вольт-амперных характеристик и областей существования сильноточных форм квазистационарного разряда низкого давления в магнитных полях различной конфигурации.

Определение локальных характеристик плазмы указанных форм разряда.

Исследование возможности использования плазмы сильноточного разряда для генерации плотных плазменных образований и интенсивных потоков заряженных частиц.

Научная новизна и практическая значимость работы:

В процессе проведения работы были исследованы области существования и режимы сильноточных форм квазистационарного разряда низкого давления в магнитных полях различной конфигурации.

Обнаружена новая стабильная форма квазистационарного разряда в поперечном магнитном поле, являющаяся промежуточной стадией перехода от магнетронного разряда в дуговой (сильноточный диффузный режим) и имеющая следующие основные характеристики: напряжение горения ≈ 100 В, время существования до нескольких миллисекунд, диапазон токов от 10 А до $2 \cdot 10^3$ А. Предложена качественная модель, поясняющая возможный механизм возникновения и существования указанной формы разряда.

Установлено существование сильноточной высоковольтной формы квазистационарного магнетронного разряда (сильноточный магнетронный режим), отличающейся высоким напряжением горения (до 1200 В) в сочетании с большой плотностью катодного тока (до 25 А/см^2). Длительность существования этой формы разряда может превышать 20 мс.

Показана возможность получения плазменных образований плотностью до $1.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ в объеме до 1000 см^3 , обеспечивающих эмиссию ионного пучка плотностью свыше 10 А/см^2 с энергией до 100 эВ.

Показана возможность интенсивного катодного распыления и создания потоков частиц распыленного материала с высокой плотностью.

Полученные результаты использованы:

- В новой плазменной технологии ионно-стимулированного травления и создании плазмохимического реактора для ускоренного травления слоев (НИО Субмикрон)
- В технологии импульсного распыления материалов (НИО Энергомаш г. Самара)

- При нанесении бездефектных покрытий на нетермостойкие сцинтилляционные датчики ионизирующих излучений и особо тонкие пленки (совместно МИФИ и МВП "Дифферент" г. Минск).

На защиту выносятся следующие положения:

1. Результаты экспериментальных исследований сильноточных форм квазистационарного разряда низкого давления в магнитных полях различной конфигурации: а. области существования и режимы двух форм разряда:

б. зависимости вольт-амперных характеристик от давления, величины индукции магнитного поля, рода газа, материала электродов, вида разрядного устройства.

в. качественная модель, поясняющая возможный механизм возникновения и существования сильноточной диффузной формы разряда.

2. Метод импульсной зондовой диагностики плотной плазмы.

3. Результаты исследований параметров плазмы сильноточного квазистационарного диффузного режима разряда в слабо неоднородном магнитном поле.

Основные результаты опубликованы в работах [94-104].

ГЛАВА I. СИЛЬНОТОЧНЫЕ РАЗРЯДЫ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ И ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ И ИНТЕНСИВНЫХ ПОТОКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ.

I.I Экспериментальные исследования газового разряда низкого давления в магнитном поле и его применение в современной технике.

Существующие виды устройств на основе разряда в скрещенных $E \times H$ полях.

Исследование характеристик разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях привело к созданию множества газоразрядных устройств, находящихся широкое применение в различных областях науки и техники, отличающихся конфигурацией E и B полей, величиной разрядного тока, напряжения, давления газа. С точки зрения практического применения наиболее перспективными оказались системы с конфигурацией полей, обеспечивающих замкнутый дрейф электронов. К их числу относятся цилиндрические [1,2] и плоские [3,4] магнетроны, ячейка Пеннинга [5], комбинированные устройства с магнетроном и полым катодом [6-8], плазменные ускорители с замкнутым холловским током [9-11]. В литературе исследованы свойства разрядов практически для всех возможных конфигураций аксиально-симметричных $E \times B$ полей. Исследования разрядов с незамкнутым дрейфом электронов проводились с целью выяснения возможности получения потока плазмы, ускоренного скрещенными электрическим и магнитным полями, а так же магнитной изоляции плазмы и использования таких разрядов в плазмохимических реакторах [12,13]. Разряды в поперечном магнитном поле нашли широкое применение для создания плазменных эмиттеров и плазменных катодов. В качестве плазменных эмиттеров в технике получения мощных пучков обычно используется дуговой разряд, который получают

переходом из тлеющего, однако при низком давлении, необходимом для получения электронного пучка и его транспортировки, зажечь тлеющий разряд невозможно, поэтому в качестве вспомогательного используют разряд с замкнутым дрейфом электронов, который затем переводится в дуговой [14,15]. Предпринимаются попытки непосредственного использования контрагированного разряда в скрещенных $E \times H$ полях в качестве эмиттера электронов. [16]. Использование плазменных катодов на основе неконтрагированного разряда в магнитном поле как в плоской так и в цилиндрической геометрии для создания полностью управляемых коммутирующих аппаратов позволило создать вентили способные коммутировать токи свыше 150 кА и напряжения свыше 100 кВ, причем осуществить запирающее действие за времена менее 50 нс [17,18]. Недостатком кроссатронов является только большое ≈ 300 В падение напряжения на разряде, обеспечивающем функционирование плазменного катода. Плазму разряда с поперечным магнитным полем эффективно используют для получения интенсивных ионных пучков, например пучков отрицательных ионов водорода [19].

Важнейшим практическим применением разрядов в магнитном поле является создание магнетронных систем распыления материалов, которые используются для нанесения тонкопленочных покрытий [20+27].

Свойства разрядов в поперечном магнитном поле.

Согласно [28] в отсутствие магнитного поля в зависимости от давления и величины разрядного тока возможны четыре устойчивых вида разряда с холодным катодом: темный, нормальный тлеющий, аномальный тлеющий и дуговой. Диапазон токов для каждого вида

например для разряда в Ne между плоскопараллельными электродами при давлении ≈ 1 тор, составляют соответственно $10^{-10} \div 10^{-4}$ А, $10^{-4} \div 10^{-1}$ А, $10^{-1} \div 10$ А, > 10 А. Качественная вольт-амперная характеристика разряда представлена на рис 1.1. К сильноточным формам относятся аномальный тлеющий разряд, занимающий всю поверхность катода и характеризующийся растущей вольт-амперной характеристикой (ВАХ) и дуговой, представляющий собой контрагированный разряд с падающей вольт-амперной характеристикой. Основным механизмом поддержания тлеющего разряда является ионизация электронным ударом в катодном слое и электронная эмиссия с катода, вызываемая вторичной ион-электронной эмиссией и фотоэффектом. Движение зарядов в катодном слое тлеющего разряда происходит в режиме подвижности, причем скорость движения ионов значительно меньше скорости электронов, благодаря чему в области катодного пространства возникает избыточный положительный заряд, который искажает электрическое поле. В катодной области падает большая часть напряжения разряда, таким образом нормальный и аномальный тлеющий разряд являются разрядами с положительным объемным зарядом.

При наличии поперечного магнитного поля, скорость движения электронов к аноду уменьшается, что приводит к уменьшению катодного падения и увеличению отрицательного пространственного заряда вблизи анода, т.е. образованию выраженного анодного слоя.

Режимы разряда с анодным слоем или с отрицательным объемным зарядом реализуются в основном при низких давлениях ($p \leq 10^{-3}$ тор). Наиболее полное исследование свойств разряда с анодным слоем в цилиндрическом магнетроне проведено в работах [29+32]. При более высоких давлениях и не слишком сильных магнитных полях

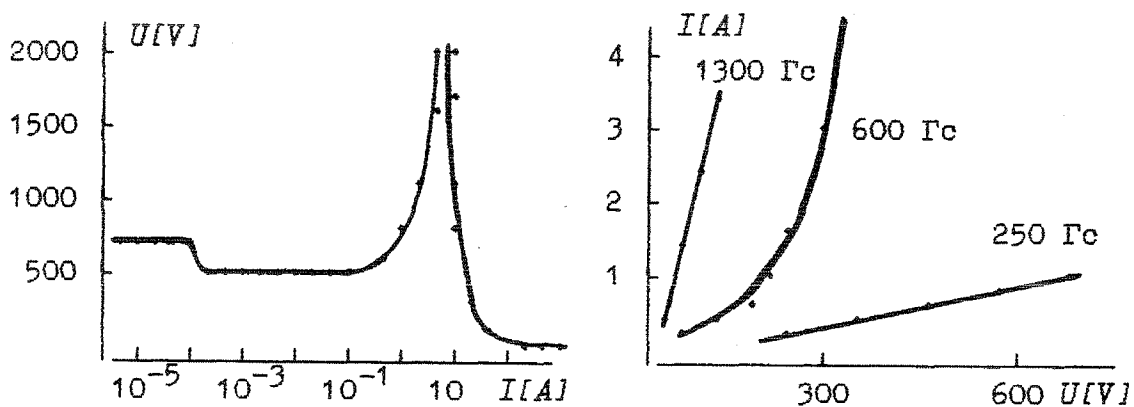


Рис.1.1 ВАХ разряда в Ne р=1 тор. [28]. Рис.1.2 ВАХ разряда в магнетронных распылительных системах.[35]

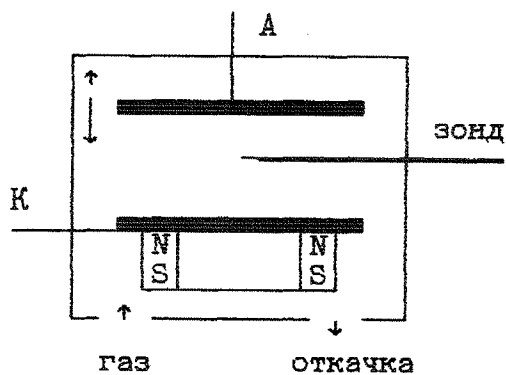


Рис.1.3 Схема MPC на основе планарного магнетрона [43]

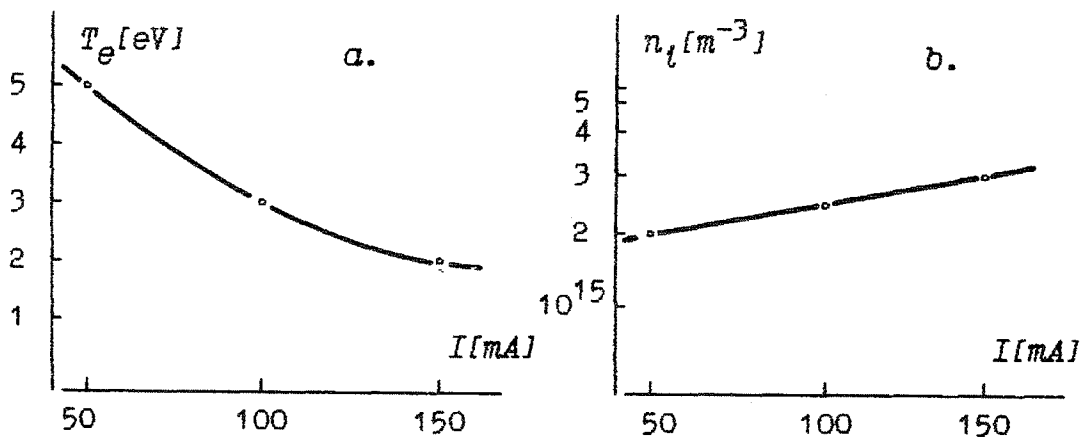


Рис.1.4 Зависимости электронной концентрации (а) и ионной плотности (б) от тока разряда (планарный магнетрон) [45]

реализуется разряд с катодным слоем (положительным пространственным зарядом). Экспериментальные исследования разрядов в поперечном магнитном поле различной конфигурации показали, что согласно [33,34] для любой магнетронной системы с замкнутым дрейфом электронов вольт-амперная характеристика описывается выражением $I_p = kU_p^n$, где I_p - ток, U_p - напряжение разряда, k, n ($n > 1$) - величины, зависящие от конструкции устройства, рода газа, давления, магнитного поля. В работе [35] приведены экспериментальные зависимости тока от напряжения разряда, характерные, по мнению авторов, для любой магнетронной системы (рис. 1.2). Видно, что с ростом напряженности магнитного поля, при фиксированном токе, напряжение горения уменьшается. Авторы делают вывод о применимости модели анодного слоя для описания экспериментальных характеристик при сравнительно высоком давлении ($1.5 \cdot 10^{-1} < p < 8 \cdot 10^{-1}$ тор).

Отклонения от указанной картины зависимостей напряжения разряда от тока наблюдались при работе с неохлаждаемыми катодами [36]. При магнитных полях с индукцией свыше 2 кГс и давлении свыше $3 \cdot 10^{-2}$ тор были получены ВАХ разряда, где монотонный рост напряжения обрывается, происходит резкое его уменьшение до уровня ≈ 200 В, далее U_p практически не зависит от тока до величины тока ≈ 2 А. Авторы объясняют появление указанных S-образных характеристик увеличением концентрации плазмы вследствие ионизации расплывших атомов материала катода.

Исследования зависимостей тока разряда от величины напряженности магнитного поля отражены в работах [37-40]. Показано, что ток разряда либо возрастает с ростом напряженности магнитного поля, например в разрядах в цилиндрическом магнетроне и в

комбинированной системе с полым катодом [37,38], либо зависимость $I_p(H)$ имеет незначительный максимум [39,40].

Модель катодного слоя тлеющего разряда в поперечном магнитном поле представлена в [41]. Показано, что включение магнитного поля увеличивает катодное падение при малых плотностях тока и уменьшает его при больших. В результате ВАХ, построенная в координатах $U_k - \ln j$ смещается на величину $3/2 \ln(1 + \omega^2 \tau^2)$ в сторону больших токов (ω - циклотронная частота, τ - время релаксации электрона), что означает соответствующее увеличение нормальной плотности тока. Выведены условия подобия катодного слоя в отсутствие и при наличии магнитного поля. Теоретическая модель разряда низкого давления с замкнутым дрейфом электронов, реализующегося в магнетронной распылительной системе с типичными для технологического применения диапазоном параметров, построена в работе [42]. Получены одномерные решения, описывающие параметры плазмы на различных участках разрядного промежутка: темном прикатодном слое и зоне прикатодного свечения. Построена методика расчета вольт-амперной характеристики разряда. Кроме того предложена модель взаимодействия потоков распыленного вещества и рабочего газа приводящего к снижению концентрации газа в области катодного свечения и росту разрядного напряжения. Расчет ВАХ по указанной модели так же дает монотонно возрастающую зависимость $U_p(I_p)$ стабилизирующуюся на уровне 400-600 В при плотности тока $0.04-0.1 \text{ A/cm}^2$, что удовлетворительно согласуется с экспериментом. В тоже время вызывает сомнение плотность тока в стационарном режиме (до 0.3 A/cm^2), используемая авторами для сравнения с расчетом.

Измерению локальных характеристик плазмы стационарного раз-

ряда, таких как плотность плазмы n_i и электронная температура T_e , а также радиальных распределений этих параметров в аксиально симметричных системах посвящен целый ряд работ [43-45]. Например в плоских магнетронных системах [43,44] были достигнуты плотности ионов $n_i \approx 10^{10} + 3.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и электронные температуры 20-5 эв при давлениях рабочего газа $5 \cdot 10^{-3} + 2.5 \text{ тор}$ соответственно. Схема эксперимента [43] представлена на рис. 1.3. Величина магнитного поля у поверхности магнита достигала 1600 Гс. В качестве рабочего газа использовался аргон при давлении $2.5 \cdot 10^{-2} + 2.2 \text{ тор}$. Электронная плотность и температура измерялись с помощью зонда. По току на зонд оценена и скорость дрейфа электронов в направлении ЕхН. Ионная температура измерялась с помощью электростатического анализатора. Максимальная электронная температура наблюдалась в области примыкающей к оси системы у поверхности катода ($\approx 8 \text{ эв}$). Максимальная плотность электронов составляла $3.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и была сравнима с ионной плотностью. Обнаружено, что в области перпендикулярности электрического и магнитного полей отношение дрейфовой скорости V_d к тепловой V_e остается постоянной вдоль z и составляет ≈ 0.05 . Зондовые измерения показали, что $V_d \approx 7.3 \cdot 10^6 \text{ см/с}$, то есть $V_e \approx 1.5 \cdot 10^8 \text{ см/с}$, что соответствует электронной температуре $\approx 6 \text{ эв}$. Измерения ионной температуры показали, что $T_i \approx 0.6 + 1.2 \text{ эв}$, т.е. отношение электронной и ионной температур составило $\approx 3 + 5$.

В аналогичной системе представленной в работе [44] разряд зажигался при следующих условиях: давление $p = 5 \cdot 10^{-3} + 3 \cdot 10^{-2} \text{ тор}$, рабочий газ - аргон, материал катода - медь, разрядный ток $\approx 0.1 \text{ А}$. Максимально достигнутые электронная плотность и температура составляли:

1. $p=5 \cdot 10^{-3}$ тор, $n_e \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $T_e \approx 20 \text{ эв}$
2. $p=2 \cdot 10^{-2}$ тор, $n_e \approx 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $T_e \approx 5 \text{ эв}$

то есть повышение давления наряду с ростом концентрации ионов приводит к снижению электронной температуры.

Исследования зависимостей ионной концентрации и электронной температуры от тока разряда в плоском магнетроне [45] показали практически экспоненциальный рост $n_i(I_p)$ и падающую зависимость $T_e(I_p)$, (рис. 1.4) однако узкий диапазон токов 50-150 мА не позволяет сделать общие выводы. Там же приводятся радиальные распределения указанных параметров, полученные зондовыми измерениями. Распределение $n_i(r)$ имеет максимум в области максимума радиальной составляющей индукции магнитного поля и выраженный провал вдоль оси симметрии электродной системы.

Важным параметром разряда, влияющим на его вольт-амперную характеристику, является толщина катодного слоя. По мнению авторов [46] зависимость этой величины от параметров разряда может быть представлена в виде $\bar{\omega} = 94.7 \frac{U^{1/10} I^{1/5}}{B^{4/5}} \text{ [см]}$. В работе [47] делается попытка на основе решения уравнения Пуассона для катодного слоя с учетом изменения поперечной подвижности электронов в магнитном поле рассчитать катодное падение U_k в зависимости от тока и напряжения разряда в типичном для магнетронных расплывательных систем диапазоне параметров: Ar , $B=700-1300 \text{ Гс}$, $p=10^{-4}-10^{-1}$ тор, $U_p=250-600 \text{ В}$. Численные расчеты и измерения энергетического спектра ионов показали, что катодное падение составляет 75-90 % от полного разрядного напряжения.

Обзор ионных источников на основе магнетронных систем [48] подтверждает типичные параметры разряда для магнетронов, работа-

ющих в стационарном режиме, например для плоских магнетронов диапазон давлений составляет 10^{-4} – $5 \cdot 10^{-2}$ тор, $U_p \approx 300$ В, $I_p \approx 0.1$ А

Ряд работ посвящен рассмотрению разрядов в специальных устройствах. Например разрядное устройство рис 1.5 [49,50,51] представляет собой систему из двух плоских кольцевых электродов, между которыми создается однородное электрическое поле. Магнитное поле имеет конфигурацию типа "Антипробкотрон" и согласовано с геометрией электродов так, чтобы в разрядном промежутке радиальная составляющая B_r была максимальна, причем

$$B_r \gg B_z; \quad \frac{B_r}{\nabla_r B_r} \gg l; \quad \frac{B_r}{\nabla_z B_z} \gg d, \text{ где}$$

l – ширина электродов, d – расстояние между электродами. Максимальное значение B_z на оси системы при $z=0.1$ м составляет ≈ 1000 Гс, а максимальное значение B_r в плоскости симметрии системы составляет ≈ 350 Гс. Максимальное рабочее напряжение составляло ≈ 3 кВ.

В описанном разрядном устройстве в зависимости от давления рабочего газа было обнаружено три вида разряда: 1. при высоких давлениях (правая ветвь кривой Пашена) – сильноточный разряд с напряжением горения слабо зависящем от силы тока; 2. при давлениях соответствующих области минимума кривой Пашена, поперечное магнитное поле оказывает сильное влияние на напряжение и крутизну вольт-амперной характеристики (ВАХ); 3. при более низких давлениях, когда в отсутствие магнитного поля разряд не зажигается, крутизна ВАХ не зависит от магнитного поля. Методом плавающего зонда для всех трех режимов было измерено распределение потенциала в межэлектродном зазоре. На рис 1.6 представлено распределение потенциала для сильноточного режима разряда. Вид-

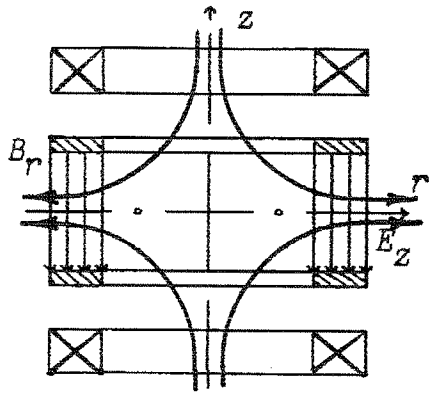


Рис.1.5 Разрядное устройство с кольцевыми электродами в квадрупольном магнитном поле [50].

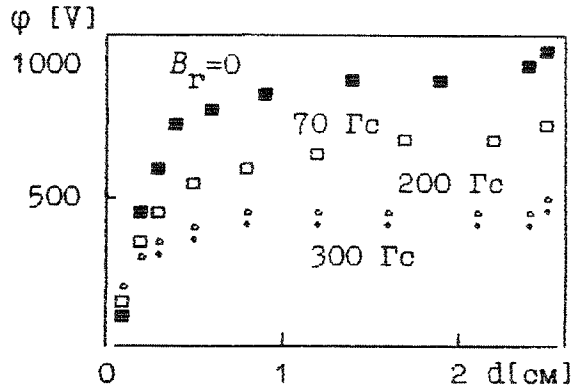


Рис.1.6 Распределение потенциала для сильноточного режима разряда $I_p=50$ МА, $p=2 \cdot 10^{-1}$ тор [49].

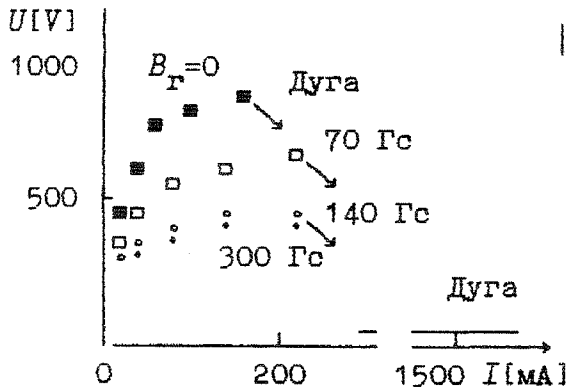


Рис.1.7 ВАХ разряда в квадрупольном магнитном поле (сильноточный стационарный режим) [51].

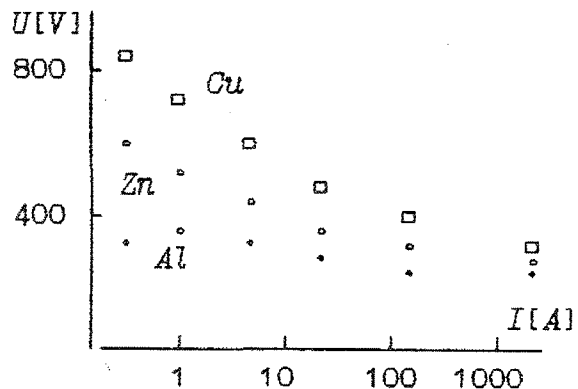


Рис.1.8 Сильноточный режим разряда [63].

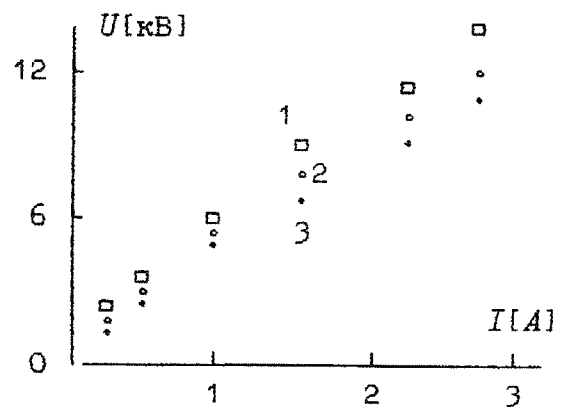
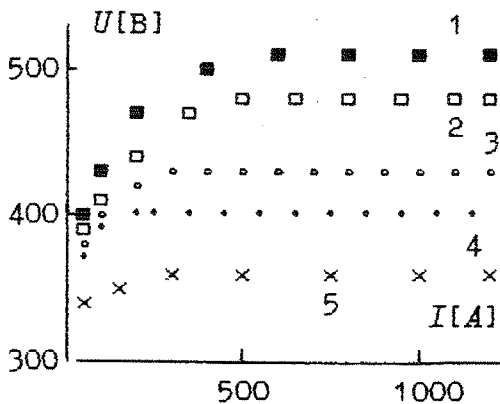


Рис.1.9 Сильноточный (а) и высоковольтный (б) режимы [64-66].
 а. I -Ar, $p=2 \cdot 10^{-2}$ тор, 1-В=670 Гц, 2-В=1360 Гц, 3-В=1800 Гц, 4,5- N_2 ,
 H_2 , б. He $p=1 \cdot 10^{-3}$ тор, 1-В=1360 Гц, 2-В=910 Гц, 3-В=670 Гц,

но, что с ростом магнитного поля область катодного падения l_k уменьшается. Известно, что l_k для аномального тлеющего разряда уменьшается с ростом давления, поэтому можно считать, что для сильноточного режима стационарного разряда увеличение магнитного поля эквивалентно увеличению давления рабочего газа. Катодное падение потенциала при этом также уменьшается, тогда как анодное падение слабо растет с увеличением B_r . Размер прианодного слоя не зависит от B_r . Изучение зависимостей напряжения разряда от тока $U_p(I_p)$ [49] в области больших токов (стационарных) показало наличие режимов разряда вольт-амперные характеристики (ВАХ) которых представлены на рис. 1.7 в области (рd) соответствующей минимуму и правой ветви кривой Пашена. Для Ar эта область принадлежит диапазону давлений $2 \cdot 10^{-1} < P < 2$ тор. Особенностью этой группы кривых $U_p(I_p)$ является то, что крутизна ВАХ dU/dI и напряжение горения разряда уменьшается с увеличением поперечной составляющей индукции магнитного поля. Влияние магнитного поля на характеристики в этом случае такое же, как было обнаружено в системах с полым катодом в магнитном поле [52]. Отмечено также, что с ростом B_r критический ток при котором разряд переходит в дугу возрастает и, например, в азоте при $B_r \geq 140$ Гс дуга не возникает во всем диапазоне измеряемых токов. В таком разряде развиваются низкочастотные колебания, которые в некоторых случаях стабилизируются магнитным полем.

Примером стационарных комбинированных систем, являются устройства [53], сочетающие разряд в поперечном магнитном поле с разрядом в полым катодом. Большая плотность тока достигается при давлениях рабочего газа соответствующих эффекту полого катода. Возможность получения сильноточных форм стационарного разряда

при условии сохранения достаточно высокого напряжения горения ($\approx 300-700$ В) была исследована в устройстве с профилированными полыми электродами, помещенными в магнитное поле с конфигурацией типа "Антипробкотрон". Профиль электродов совпадал с силовой линией магнитного поля, что обеспечивало взаимную перпендикулярность электрического и магнитного поле вблизи их поверхностей. Условие перпендикулярности полей вблизи всей поверхности катода приводит к облегчению пробоя и увеличению тока разряда. Рабочим газом являлся аргон. При давлениях $\approx 0.1-1$ тор были получены сильноточные стационарные режимы разряда, характеристики которых аналогичны полученным в устройстве с дисковыми электродами, причем при токах, превышающих 1А, разряд более устойчив, чем в устройстве с плоскими электродами. При исследовании зависимости тока разряда от давления было обнаружено существование еще одного сильноточного режима при низких давлениях. С уменьшением давления до 10^{-3} тор в Аг наблюдалось аномальное возрастание тока разряда без перехода в дуговой режим. Разряд при этом концентрировался в центре системы и ток разряда достигал 2 А.

Необходимость повышения мощности разряда и повышения плотности плазмы потребовало применения импульсного или квазистационарного режима. Эксперименты, проведенные для магнетронных систем различной геометрии, показали, что существуют режимы разрядов, не переходящие в дугу при значительных величинах токов. В сверхплотном тлеющем разряде, полученном в устройстве типа "обращенный магнетрон" коаксиальной цилиндрической геометрии достигнут разрядный ток $I_p \approx 70$ А при $U_p \approx 400$ В, длительностью импульса $\tau_{\text{имп}} \approx 60$ мкс. Плотность плазмы при этом составляет $n_i \approx 10^{12}$ см $^{-3}$ [54].

Попытка получения однородной плазмы с плотностью $\approx 10^{13}-10^{14}$ см^{-3} с отрывом электронной и ионной температур с помощью импульсного сильноточного разряда типа Пеннинского [55,56] показала возможность создания в таком разряде плазменного столба с плотностью $n_i \approx 5 \cdot 10^{14}$ см^{-3} . Эксперименты проводились на установке "ИНАР", представляющую собой два удаленных на расстояние 2.4 м катода, расположенных в пробках магнитного поля пробкотрона. В центре системы расположен кольцевой анод. Рабочим газом является водород при давлении $10^{-1}-10^{-4}$ тор, начальное напряжение 60 кВ [55] и 20 кВ [56], напряженность магнитного поля 25 кГс и 12 кГс соответственно. Ток разряда имел колебательный характер с амплитудами 60 и 20 кА и временем полного затухания 80 и 70 мкс. Условия разряда обеспечивали ионизационную длину пробега электрона значительно меньшую, чем длина разрядного промежутка. Диагностика осуществлялась лазерными методами, с помощью двойных зондов и по потоку нейтралов. В результате получена максимальная ионная плотность до $n_i \approx 7 \cdot 10^{15}$ см^{-3} , однако электронная температура в этом случае не превышала 1.3 эВ.

Увеличение разрядного тока вызывает переход аномального тлеющего разряда в дуговой, однако наличие неоднородного электрического поля, создаваемого полым катодом, так же как и наличие поперечного магнитного поля, позволяет получить сильноточную бездуговую форму, так называемый сверхплотный разряд [57-60]. Сверхплотный разряд исследовался при давлении $5 \cdot 10^{-2}-1$ тор в импульсном режиме при токах до 2 кА и длительности импульса 50 мкс. Указанный разряд характеризуется значительно большей чем в аномальном тлеющем разряде плотностью тока ≈ 50 А/см^2 , напряжением горения 300-700 В, аксиальной симметрией светящегося коль-

цевого слоя на катоде. Измерения распределения плотности ионного тока на поверхности катода [59] показали, что основная доля тока приходится на цилиндрическую поверхность полости катода. Между плоскими электродами переход тлеющего разряда в сверхплотный не наблюдается.

Представляет интерес способ получения сильноточных разрядов, заключающийся в наложении на предварительно ионизованный газ в разрядном промежутке импульса высокого напряжения [61,62]. Исследование реакции слаботоочного (0.5 А) стационарного тлеющего разряда с секционированным полым катодом [62] в аргоне при давлении $p=10^{-4}-10^{-1}$ тор на импульс высокого напряжения, переводящий разряд в сильноточный (до 200 А) квазистационарный режим показало, что при превышении пороговой амплитуды (≈ 3 кВ) наблюдаются аномальные режимы с интенсивными колебаниями тока и напряжения. Сильноточная форма в нижнем диапазоне давлений $p=10^{-4}-10^{-2}$ тор устанавливается лишь при аномальных режимах, связываемых автором с взрывными явлениями на катоде.

Особый интерес представляют исследования сильноточных и высоковольтных разновидностей квазистационарного разряда в системах с замкнутым и незамкнутым дрейфом электронов в неоднородных $E \times H$ полях [63-66]. На рис. 1.8 представлены вольт-амперные характеристики сильноточного режима, обнаруженного в коаксиальном устройстве с замкнутым дрейфом [63]. Экспериментальные кривые удалось достаточно хорошо описать исходя из предположения о существовании бесстолкновительного катодного слоя.

Исследования, связанные с созданием инжекторов для ТЯУ [64-66], показали, что в устройствах с неоднородными аксиально симметричными магнитным и электрическим полями удается получить

мощные ($\approx 1 \text{ МВт}$) высоковольтные и сильноточные импульсные разряды, которые переходят в дугу при значительных величинах тока. Разряд зажигался между плоскопараллельными электродами в поперечном, сильнонеоднородном магнитном поле цилиндрического электромагнита, расположенного за катодом (плоский магнетрон). Исследования проводились в импульсном режиме. Временные характеристики импульсов магнитного поля и тока разряда подбирались так, чтобы времена изменения напряжения горения разряда были значительно больше времени ионизации и деионизации заряженных частиц в разрядном промежутке. Сильноточный разряд исследовался в диапазоне токов от 5 А до 2 кА для различных давлений $p = 5 \cdot 10^{-3} \div 5 \cdot 10^{-2}$ тор для газов Ar, N_2 , H_2 . Длительность импульса тока при этом не превышала 100 мкс. Типичные вольт-амперные характеристики разряда представлены на рис. 1.9а. Характер зависимости $U_p(I_p)$ одинаков для различных параметров p , d , B_0 и рода газа. Сначала с ростом тока до некоторого критического значения $I_p^{\text{кр}} \approx 50$ А напряжение монотонно увеличивается на 50-100 В, затем при $I_p > I_p^{\text{кр}}$ напряжение разряда практически не зависит от тока вплоть до 2 кА и сохраняет постоянную величину 300-500 В, которая существенно зависит от магнитного поля и рода газа. Уменьшение величины индукции магнитного поля при заданном токе I_p вызывает практически линейное увеличение напряжения на разряде U_p . Наклон прямой $U_p(B)$ сохраняется для различных давлений, но уменьшается при переходе от Ar к H_2 . Величина $I_p^{\text{кр}}$ практически не зависит от магнитного поля. Отметим, что в Ar сильноточный разряд горит при значительно больших напряжениях чем в N_2 и H_2 .

Отсутствие зависимости разрядного напряжения от тока наблюдается также в мощных ускорителях с замкнутым холловским током

[67,68]. Фотографирование разряда показывает, что он занимает кольцевую область с уменьшающимся свечением от катода к аноду. На фоне диффузно размытого свечения имеется яркое однородное кольцо, что свидетельствует об отсутствии контракции разряда. Измерение распределения концентрации ионов по радиусу системы показали, что максимальная концентрация ионов увеличивается с $n_i \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$ при токе разряда $I_p = 9 \text{ А}$ до $n_i \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$ при $I_p = 100 \text{ А}$; $V_0 = 1000 \text{ Гс}$. Это, по мнению авторов, указывает на высокую степень ионизации в сильноточном разряде. По-видимому при токах $\approx 1 \text{ кА}$ плазма разряда полностью ионизована. Анализ пространственной и кинетической структуры разряда показал, что давление газа, при котором существует сильноточная форма с квазинейтральным объемным зарядом $\rho_0 \approx \sqrt{\frac{m \nu_i}{M \nu_0}} \frac{eB}{m \langle \sigma_i v \rangle}$, где ν_i , ν_0 - ионизационная и полная частоты столкновений. При этом максимальная концентрация ионов достигается у поверхности катода и быстро спадает к аноду. В прикатодном слое $z < d_k = \frac{d}{\text{ch } \beta}$, $\beta = \sqrt{\frac{m \nu_i}{M \nu_0}} \frac{eB}{m \nu_i}$ преобладает положительный объемный заряд ионов. Активная зона разряда, в которой имеет место интенсивная ионизация газа и сосредоточен объемный заряд электронов, занимает место $z > d_k$. В переходной области формируется квазинейтральный слой. Считая, что разрядное напряжение в основном складывается из катодного падения $U_k = \left(\frac{M}{e \epsilon_0^2} \right)^{1/3} d_k^{4/3} I_p^{2/3}$ и напряжения на активной зоне разряда уравнение вольт-амперной характеристики имеет вид

$$U_p = \left(\frac{M}{e \epsilon_0^2} \right)^{1/3} d_k^{4/3} I_p^{2/3} + \frac{I_p^2 (1 - N_i/N_e)^2}{2 \frac{e}{m} \nu_i / \nu_0 (\epsilon_0 \nu_i B)^2}$$

Отношение N_i/N_e можно оценить полагая распределение потенциала в

активной зоне разряда параболическим $N_i/N_e \approx \sqrt{\frac{M \nu_0}{m \nu_i} \frac{m \nu_i}{eB}}$, где $N_i; N_e$ - средние значения концентрации ионов и электронов, $M; m$ - массы ионов и электронов, $\epsilon_0 = 9 \cdot 10^{14}$ Ф/м, B - среднее значение индукции магнитного поля в разрядном промежутке. Оценки показывают, что для Ag в этом случае $U_K \approx 70B$, для $H_2 \approx 20B$, для N_2 $U_K \approx 45B$. Интересным свойством сильноточного разряда является отсутствие зависимости характеристик разряда от давления. Измерения тормозных характеристик зондов на катоде показали, что большая часть ионов попадает на катод с энергией не превышающей 100 В. При таких энергиях ионы не производят существенного распыления и преобладающим процессом становится десорбция газа с поверхности катода. Один монослой газа на поверхности металла содержит $5 \cdot 10^{14}$ см⁻² частиц и при давлении $\approx 5 \cdot 10^{-3}$ тор образуется за времена $\approx 10^{-3}$ с, что значительно меньше скважности импульсов тока разряда. Т.е. при десорбции хотя бы 10 монослоев за интервал времени $\approx 10^{-5}$ с объем разрядного промежутка ≈ 30 см³ будет заполнен до давления $\approx 5 \cdot 10^{-1}$ тор. Таким образом при превышении некоторого критического тока, когда количество падающих на поверхность ионов за время $\approx l/\nu_i$ становится порядка концентрации монослоя, разряд горит на газе, десорбированном с поверхности катода. В области более низких давлений $P < P_0$ разряд переходит в высоковольтный режим, для которого характерно напряжение горения в десятки киловольт, а токи I_p достигают нескольких десятков ампер. Значение P_0 существенно зависит от магнитного поля и вида газа. например для Ag - $P_0 \approx 3 \cdot 10^{-3}$ тор, для H_2 - $P_0 \approx 5 \cdot 10^{-2}$ тор при $B=1000$ Гс. Вид разряда определяется знаком пространственного заряда в разрядном промежутке. В

случае высоковольтного разряда ток ограничен объемным зарядом электронов. По мнению авторов, если возникает квазинейтральность в разрядном промежутке, то разряд становится сильноточным. При уменьшении магнитного поля B_0 разряд гаснет. Это явление характеризуется резким увеличением напряжения и обрывом тока, при достижении некоторого критического значения $B_0^{кр}$ слабо зависящего от давления и рода газа. Теория анодного слоя для магнетронов [29+32] показывает, что при уменьшении магнитного поля, концентрация электронов в разрядном промежутке $N_e = \frac{v_1}{v_0} \frac{\epsilon_0}{m} B^2$ быстро уменьшается так, что при B_0 близком к критическому распределение потенциала становится почти линейным $\phi(z) = \frac{U_p}{d} z$, где d - межэлектродное расстояние. Исследования характеристик горения высоковольтного разряда проводились для диапазона давлений $5 \cdot 10^{-1} \div 5 \cdot 10^{-3}$ тор различных газов - Ar, H_2 , He; для катодов из Mo, Al, Cu, нержавеющей стали в диапазоне магнитных полей до 3 кГс разрядные напряжения и токи достигали 30 кВ и 30 А соответственно. На рис. I.9б представлены характерные ВАХ высоковольтного разряда. Экспериментально установлено, что мощный высоковольтный разряд имеет ограниченный диапазон напряжений горения $[U_p^{min}; U_p^{max}]$, $U_p^{max} \approx B_0^2$ т.е. быстро увеличивается с ростом магнитного поля, а также сильно зависит от материала катода. U_p^{min} также сильно зависит от материала катода. Ток мощного высоковольтного разряда практически не зависит от давления и вида газа, но сильно зависит от материала катода, что указывает на то, что средой существования разряда рассматриваемого типа является в основном расплывающийся материал катода.

1.2 Методы получения разрядов низкого давления большой мощности с однородной структурой плазмы.

Возможность создания разрядов большой мощности с однородной структурой плазмы ограничивается наличием различного вида неустойчивостей, приводящих к контрагированию разряда и переход в дуговой режим. Развитие перегретой неустойчивости требует применение импульсного или квазистационарного режима работы с длительностью импульса, меньшей характерного времени нагрева газа в разрядном промежутке. Для исследовательских и технологических целей квазистационарный режим является предпочтительным вследствие ожидаемой стабильности параметров разряда и плазмы в течение всей длительности импульса. Создание сильноточного квазистационарного режима возможно путем наложения на разрядный промежуток прямоугольного импульса напряжения, причем либо импульс может подаваться на устройство заполненное газом до необходимого давления, после чего происходит пробой и установление квазистационарного режима; либо импульс подается на промежуток, заполненный предварительно созданной плазмой с дальнейшим ростом ее плотности и установлением квазистационарного режима. Длительность переходных процессов в значительной степени зависит от предионизации разрядного промежутка [69], причем при ее отсутствии время установления напряжения на разряде составляет ≈ 100 нс в зависимости от амплитуды импульса, а в случае предварительной ионизации $\approx 10^8$ см⁻³ это время уменьшается до $3 \cdot 10$ нс.

Для оценки величины и времени установления квазистационарной плотности плазмы в разрядном промежутке рассматривалась следующая задача [93]: на предварительно ионизованный газ мгновенно подается импульс напряжения прямоугольной формы. Определя-

ются возможные значения плотности плазмы и скорости ее роста в зависимости от амплитуды приложенного импульса, давления рабочего газа, и предионизации. В качестве рабочего газа использовался аргон при давлении $p=10^{-1}$ -1 тор. В общем случае процесс нарастания концентрации электронов в плазме при резком повышении напряженности электрического поля описывается нелинейной системой кинетических уравнений баланса, аналитического решения которой в настоящее время не существует. В работе [69] построена приближенная модель начальной стадии ионизационной релаксации в плазме импульсного разряда инертных газов при средних давлениях. Основные приближения модели следующие: 1. Согласно [69] при скачкообразном повышении E/n_1 время релаксации функции распределения электронов по энергиям значительно меньше характерного времени развития ионизации, поэтому кинетические коэффициенты электронов не зависят явно от времени и являются функциями параметров $E/n_1, n_e/n_1$ и сорта атомов [70]. 2. На стадии развития ионизации для заселенности возбужденных состояний выше первого практически всегда выполняется условие квазистационарности. Для нижних метастабильных или резонансных уровней при большой роли пленения излучения при невысоких n_e это условие может не выполняться. Поэтому они объединяются в один эффективный уровень со средней энергией и суммарным статистическим весом. 3. Средняя энергия, дрейфовая скорость электронов, баланс электронной энергии, константы средней скорости возбуждения и ионизации атомов электронным ударом из основного и возбужденного состояния находятся с помощью численного решения уравнения Больцмана [71]. Показано также, что рост степени ионизации до 10^{-4} приводит к существенному изменению кинетических коэффициентов электронов. 4. Так как

в рассматриваемом диапазоне $3 \leq E/n_1 \leq 30-40$ Тд равновесная степень ионизации существенно превышает 10^{-4} , то процессами радиационной и тройной рекомбинации можно пренебречь. 5. Используя данные о константах образования молекулярных ионов и эксимерных молекул [72], можно считать, что эти процессы не будут оказывать существенного влияния на скорость развития ионизации при скачкообразном наложении поля на слабоионизованный инертный газ при средних давлениях $n_1 < (5-7) 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Ассоциативная ионизация мала по сравнению со ступенчатой [72]. Исходя из вышеуказанных допущений процесс ионизационной релаксации можно описать следующей системой уравнений [69]:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = n_1 n_e \beta_{1e} + n_2 n_e \beta_{2e} + n_2 n_e \beta_{ст} - \nabla \Gamma_e \quad (\text{I.1})$$

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = n_1 n_e k_{12} - n_2 n_e k_{21} - n_2 n_e \beta_{ст} - n_2 n_e \beta_{2e} - n_2 A_{21} \theta_{21} - \nabla \Gamma_2$$

где n_e , n_1 , n_2 - концентрации электронов, нейтральных атомов и атомов аргона в первом возбужденном состоянии соответственно, k_{12} , k_{21} - константы столкновительных переходов $1 \rightarrow 2$, β_{1e} , β_{2e} - коэффициенты прямой ионизации с основного и первого возбужденного уровней, $\beta_{ст}$ - обобщенный коэффициент ступенчатой ионизации с квазистационарных уровней ($K > 2$), A_{21} - вероятность спонтанного перехода $2 \rightarrow 1$, θ_{21} - фактор пленения резонансного излучения; $\nabla \Gamma_e$, $\nabla \Gamma_2$ - потоки диффузии электронов и возбужденных атомов. Решением системы (I.1) в безразмерных переменных является выражение для конечной электронной концентрации

$$N = \frac{bM^2}{2} + (c-d)M + 1 - bM_0^2 - (c-d)M_0 \quad (\text{I.2})$$

$$\text{где } N = \frac{n_e}{n_{e0}}; M = \frac{n_2}{n_{e0}}; \tau = t n_1 k_{12}; M|_{\tau=0} = M_0; N|_{\tau=0} = 1$$

$$b = \frac{n_{e0} \beta_{2e}}{n_1 k_{12}}; c = \frac{\beta_{1e}}{k_{12}}; d = \frac{\gamma_{De}}{n_1 k_{12}}$$

Исходя из (1.2) и выражения для характерного безразмерного времени релаксации получен параметр $A = \frac{2}{b} - \left[M_0 + \frac{c-d}{2} \right]^2$, характеризующий рост концентрации электронов. Диапазон его значений указывает на наличие двух возможных механизмов роста концентрации электронов в плазме. В первом случае $A > 0$ основным является процесс ступенчатой ионизации, при котором рост n_e на начальной стадии развития ионизационной релаксации происходит очень медленно, за счет того, что сначала идет процесс накопления атомов в первом возбужденном состоянии, а затем, начиная с определенной их концентрации преобладающей становится ионизация из первого возбужденного состояния, вызывающая скачкообразное увеличение плотности электронов. Во втором случае $A < 0$, но $bM_0 + c > d$ скорость роста числа атомов в первом возбужденном состоянии опережает скорость роста концентрации электронов лишь в начальный момент. Определяющим механизмом роста концентрации является прямая ионизация. Скорость роста концентрации электронов в этом случае не превышает скорость накопления возбужденных атомов и происходит без ярко выраженного скачка плотности электронов. В случае $A < 0$ но $bM_0 + c < d$ роста концентрации не происходит.

Такое различие механизмов роста n_e приводит в тому, что в первом случае к моменту установления квазистационарного значения n_e , первоначальное распределение электронов по пространству (структура предварительного разряда) сильно трансформируется что может привести к контрагированию разряда. Во втором случае

первоначальное распределение концентрации изменяется слабо, вследствие определяющей роли прямой ионизации, которая идет медленно и равномерно по объему. Расчет [93] показывает, что для магнетронного разряда в аргоне при давлении $10^{-2} \div 1$ тор, индукции магнитного поля до 3 кГс, амплитуды импульса напряжения до $3 \cdot 10^3$ В реализуется второй механизм. Оценка предельно достижимой плотности плазмы для давлений $10^{-2} \div 1$ тор дает $n_{e0} \approx 10^{13} \div 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Минимальное значение амплитуды импульса напряжения при котором возможен рост концентрации плазмы при $p = 10^{-2} \div 1$ тор и начальной плотности электронов $n_{e0} \approx 10^8 \div 10^9 \text{ см}^{-3}$ $U_{\text{мин}} = 650 \div 1000$ В. В случае отсутствия предварительной ионизации ($n_{e0} \approx 10^1 \text{ см}^{-3}$ фоновое значение) время ионизационной релаксации может составить до 1 мс, что может быть сравнимо с длительностью импульса, которая ограничена временем развития неустойчивостей. Как показывают оценки [93] при давлениях до $5 \cdot 10^{-1}$ тор, разряд преимущественно имеет диффузионный характер (процесс диффузии электронов преобладает над объемной рекомбинацией), а при давлениях больше 0.5 тор может переходить в объемный режим (преобладающим становится процесс объемной рекомбинации). Для объемного режима характерно возникновение перегретой неустойчивости, которая может привести к нарушению однородности разряда, его контракции с последующим переходом в дугу. Инкремент развития ионизационно-перегретой неустойчивости Ω имеет вид [73]

$$\Omega = \tau_T^{-1} \frac{d \ln \nu_i}{d \ln(E/n)} - \nu_T$$

где ν_T - величина обратная времени вывода тепла из объема, τ_T - характерное время нагрева газа, ν_i - частота ионизации, E/n - отношение напряженности электрического поля к концентрации нейт-

ралов.

$$\tau_T = \frac{n C_{p1} T}{\sigma E^2}$$

где C_{p1} - теплоемкость газа в расчете на одну молекулу, T - температура газа, σ - проводимость, причем в расчете для одноатомного газа $\sigma = 2.53 \cdot 10^8 n_e \frac{I}{v_{ea}}$; v_{ea} - частота электрон-атомных столкновений.

Учитывая, что $\frac{d \ln v_i}{d \ln (E/n)} \approx 5+10$ [93] получен инкремент развития неустойчивости $\Omega \approx 10^{-3}$ с.

Неустойчивость, вызванная ступенчатой ионизацией (ионизационная неустойчивость) выражается в том, что за счет меньшей энергии связи электрона в возбужденном атоме рост скорости ионизации при локальном повышении n_e идет быстрее чем $v_i n_e$. Это приводит к преобладанию механизма увеличения n_e над диффузией и рекомбинацией, что приводит к раскачке продольных колебаний в плазме разряда. Инкремент развития неустойчивости [73]

$\Omega_i = \frac{\beta_{2e} n_2}{2}$; где $n_2 \approx \frac{k_{12} n}{2 \beta_{2e}}$. Для $n \approx 10^{17}$ см⁻³; $k_{12} = 10^9$; $\beta_{2e} \approx 7 \cdot 10^{-8}$ характерное время развития неустойчивости составляет $\tau_{\text{неуст}} \approx 10^{-5}$ с [93].

Вышеуказанные неустойчивости определяют верхнюю границу длительности импульса.

Одним из основных факторов, определяющих переход от объемной (неконтрагированной) стадии горения к канальной, является возникновение дугового катодного пятна. Катодные пятна образуются когда автоэмиссия с отдельных участков катода переходит во взрывную. Необходимые для этого процесса поля могут достигаться

за счет высокой концентрации ионов в катодном слое при больших плотностях тока в фазе объемного горения, а также за счет зарядки ионным потоком оксидных пленок и загрязнений на поверхности катода [74]. Учет тока автоэмиссии в катодном слое приводит к локальной плотности тока на микронеоднородности в виде [74]

$$j_0 = ab\beta E_k \exp\left\{-\sqrt{\frac{b}{\beta E_k}}\right\}; \text{ где } a = 1.55 \cdot 10^{-6} \frac{1}{\phi}$$

$b = 6.85 \cdot 10^7 \phi^{2/3}$, ϕ - работа выхода в эВ, E_k - средняя напряженность электрического поля у поверхности катода В/см, β - среднее значение коэффициента усиления поля; согласно [74] $\beta \approx 4-8$.

Для случая магнетронного разряда в Аг, давлений $p \approx 10^{-2}-1$ тор, толщины катодного слоя $l_k \approx 8 \cdot 10^5$ см, $\phi \approx 5$ эВ, $\beta \approx 6$, $U_p \approx 300$ В, средняя напряженность электрического поля у поверхности катода составляет $E_k \approx 3.5 \cdot 10^8$ В/см, что соответствует характерным величинам полей при которых идет автоэмиссия [75], локальная плотность тока с микронеоднородностей составляет $j_0 \approx 10^7$ А/см², в то время как критическая плотность тока перехода автоэлектронной эмиссии во взрывную с образованием дугового пятна согласно [76] составляет $j_0 \approx 10^8$ А/см². Теоретическое рассмотрение стационарного катодного слоя с учетом автоэмиссии, а также экспериментальное исследование контракции объемных разрядов проведено в [74]. Наблюдается слабое увеличение критического тока при котором разряд переходит в дуговой режим при уменьшении давления. Для 10 тор критический ток составляет $j_{кр} \approx 130$ А/см². Сравнение условий [71] с вышеописанным магнетронным разрядом позволяет предположить, что критическая плотность тока перехода в дуговой режим так же составляет ≈ 100 А/см².

Исследования перехода катодного слоя тлеющего разряда в

дуговое пятно и влияние на этот процесс состояния поверхности электродов, поведения плазменного столба и прианодных областей, и других факторов [78-81] позволили установить и теоретически обосновать существование устойчивых образований с плотностью тока до 300 A/cm^2 , не являющихся дуговыми пятнами, что подтверждает возможность получения сильноточных неконтрагированных форм разряда.

Выводы.

На основе проведенного анализа публикаций по свойствам газового разряда в поперечном магнитном поле можно сделать следующие выводы:

Широкое использование в технике магнетронных систем распыления материалов стимулировало в первую очередь исследования стационарных разрядов в скрещенных электрическом и магнитном полях, отличающихся сравнительно малой удельной мощностью. Свойства этой формы магнетронного разряда изучены достаточно полно. В тоже время свойства разряда в области перехода от магнетронного разряда с растущей вольт-амперной характеристикой к дуговому разряду практически не изучены. Отсутствуют обоснованные экспериментальные и теоретические данные, позволяющие определить предельные режимы магнетронного разряда в котором функционируют большинство технологических устройств

Исследования мощных импульсных разрядов ограничены короткими длительностями импульса, связанными с развитием неустойчивостей и переходом разряда в дуговой режим.

Исследования ионизационной релаксации в среде инертных газов и сопоставление времени реакции газа или плазмы на импульс

высокого напряжения с характерными временами развития неустойчивостей указывают на возможность существования устойчивых форм квазистационарного разряда в магнитном поле не переходящих в контрагированную фазу при значительных величинах тока, обычно соответствующих дуговой области вольт-амперной характеристики таких разрядов.

Выводы из обзора литературных данных позволяют сформулировать основные задачи, решению которых посвящена настоящая работа:

1. Провести исследования сильноточных форм квазистационарного разряда низкого давления в магнитных полях различной конфигурации. Определить области существования и характеристики указанных форм разряда.

2. Произвести определение локальных характеристик плазмы разряда методами импульсной зондовой диагностики и лазерной интерферометрии.

3. Исходя из анализа экспериментальных данных показать возможность использования плазмы сильноточного разряда для генерации плотных плазменных образований и интенсивных потоков заряженных частиц.

ГЛАВА 2. МЕТОДИКА И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА.

2.1 Экспериментальная установка.

Экспериментальная установка для исследования сильноточных форм газового разряда в магнитном поле состоит из следующих основных узлов и систем (рис.2.1):

1. Разрядные устройства
2. Система предварительной ионизации
3. Система импульсного питания разряда
4. Магнитная система
5. Вакуумная система
6. Система измерения вольт-амперных характеристик разряда
7. Система синхронизации и запуска.
8. Диагностические системы

Разрядные устройства.

Экспериментальные исследования *сильноточных форм* разряда низкого давления в магнитном поле проводились с использованием разрядных устройств двух типов - планарного магнетрона и системы с полыми профилированными электродами.

Планарный магнетрон представляет собой открытую разрядную ячейку, состоящую из плоского (катод) и кольцевого (анод) электродов, помещенную в магнитное поле постоянных кольцевых магнитов, снабженных различными магнитопроводами, позволяющие менять размер области максимума B_r . Возможность регулирования индукции магнитного поля у поверхности катода обеспечивалась устройством перемещения постоянного магнита относительно магнетронной головки, а также

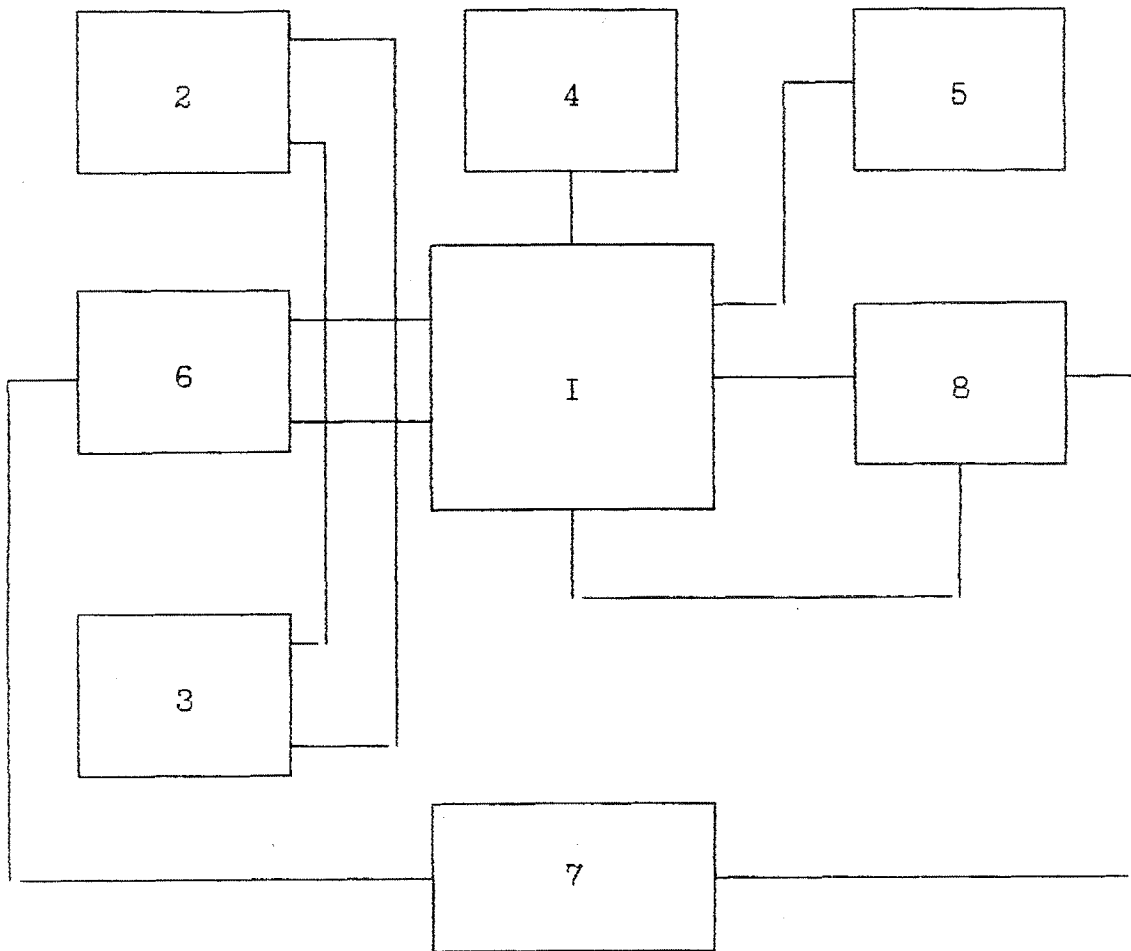


Рис.2.1 Блок схема экспериментальной установки

- I - разрядное устройство
- 2 - система предварительной ионизации
- 3 - система импульсного питания разряда
- 4 - магнитная система
- 5 - вакуумная система
- 6 - система измерения вольт-амперных характеристик разряда
- 7 - система синхронизации и запуска
- 8 - диагностические системы

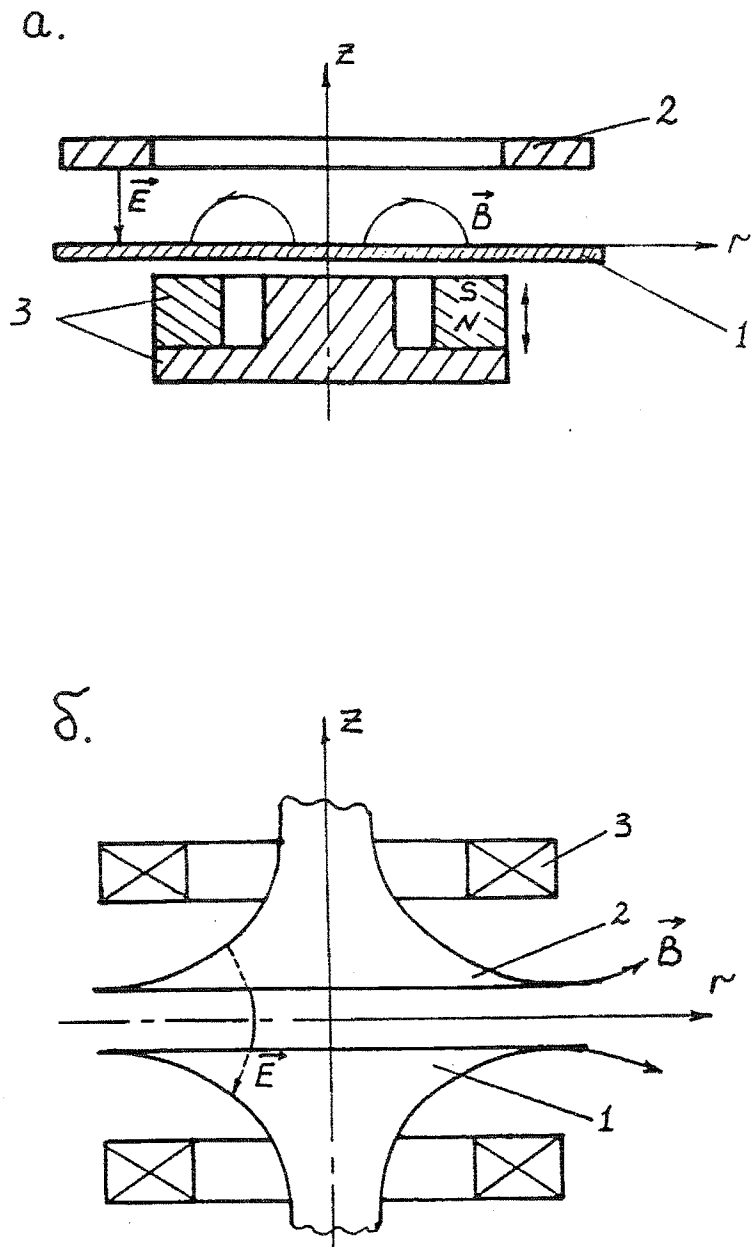


Рис.2.2 Разрядные устройства.

а. планарный магнетрон

б. устройство с профилированными электродами

I - катод, 2 - анод, 3 - магнитная система.

использованием двух типов постоянных магнитов SmCo_5 и NdFeB . Разряд в таком устройстве имеет форму кольца и сильно прижат к катоду. Максимальное значение индукции магнитного поля вблизи поверхности катода составляло для SmCo_5 магнита 800 Гс, для NdFeB - 1200 Гс. Материалом катода служили чистые металлы Cu , Mo , Ti , а также нержавеющая сталь помещаемые на охлаждаемую поверхность. Материалом анода - нержавеющая сталь и алюминий.

Устройство с профилированными электродами представляет собой два полых электрода, помещенных в магнитное поле многослойных соленоидов, включенных навстречу (конфигурация магнитного поля типа "антипробкотрон"). Отношение величины максимального значения индукции магнитного поля $B_{\text{max}}(z,0)$ на оси симметрии системы к максимальному значению индукции магнитного поля в плоскости симметрии $B_{\text{max}}(0,r)$ составляло $B_{\text{max}}(z,0)/B_{\text{max}}(0,r) \approx 3$. Величина индукции магнитного поля регулировалась током катушек в пределах 0 - 1000 Гс. Профиль электродов совпадал с профилем силовой линии магнитного поля, что обеспечивало перпендикулярность $E \times B$ полей вдоль поверхности катода, что в свою очередь позволяло получить ионизацию рабочего газа в большом объеме. Такая конфигурация полей позволила совместить сильноточный магнетронный разряд с разрядом с полым катодом. На рис. 2.2 показаны конструкции элементов и узлов разрядных устройств и магнитных систем.

Разрядные устройства помещались в двухобъемную вакуумную камеру. Вакуумная схема установки представлена на рис 2.3. Вакуумная система включает в себя 1. Камеру с разрядными устройствами, 2. Шибер для обеспечения дифференциальной откачки камеры антипробкотрона, 3. Высоковакуумный насос ТМН-500, 4. Азотную ловушку, 5.

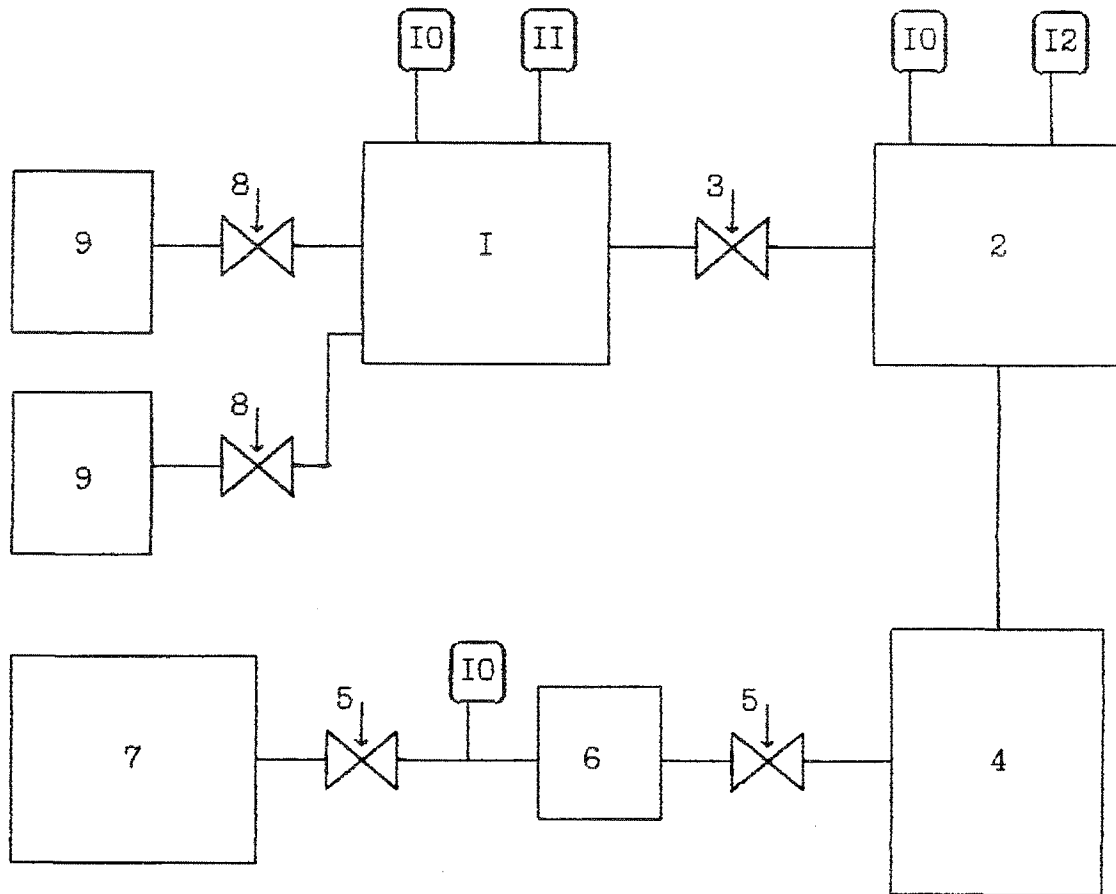


Рис. 2.3 Вакуумная система

- I, 2 - вакуумные камеры с разрядными устройствами,
- 3 - регулируемая дифференциальная откачка,
- 4 - ТМН-500, 5 - вентиль, 6 - азотная ловушка,
- 7 - ВН-1, 8 - натекатели, 9 - объемы с газами
- I0 - ЛМТ-2, II - ПММ-2, I2 - 6МДХ4С

Форвакуумный насос ВН-1. Создание необходимой газовой среды в камере обеспечивалось четырьмя игольчатыми натекателями, соединенными с соответствующими газовыми объемами. Контроль вакуума и составление газовых смесей производился в различных диапазонах давлений с использованием преобразователей ПМИ-2, ПМТ-2 и 6МДХ4С. Минимальное давление остаточного газа, обеспечиваемого вакуумной системой составляет $8 \cdot 10^{-6}$ тор. Исследования разряда производились в диапазоне давлений 10^{-3} -10 тор в среде различных газов Ar, N₂, H₂, He, SF₆ и их смесей.

Система питания катушек магнитного поля для разрядного устройства I позволяет получить регулируемые токи в катушках в пределах 0-10 А с уровнем пульсаций менее 1% и позволяет изменять ток в катушках как одновременно, так и в каждой отдельно (рис. 2.4).

Система предварительной ионизации предназначена для создания необходимой начальной концентрации плазмы ($n_0 \sim 10^7$ - 10^9 см⁻³) в разрядных устройствах. Она состоит из стационарного источника питания, позволяющего создать предварительный разряд с током до 300 мА, представляющего собой трехфазный выпрямитель с RC фильтром, который обеспечивает напряжение на электродах до 3 кВ с уровнем пульсаций напряжения и тока <1%. Управление осуществляется с помощью трехфазного регулятора напряжения (рис 2.5). Контроль тока и напряжения стационарного разряда осуществляется с помощью цифровых приборов с применением делителей и шунтов. Измерения характеристик стационарного разряда проводились с помощью двухкоординатных графопостроителей Н-307.

Квазистационарная система питания разряда включает в себя искусственную длинную линию, состоящую из 19 LC секций,

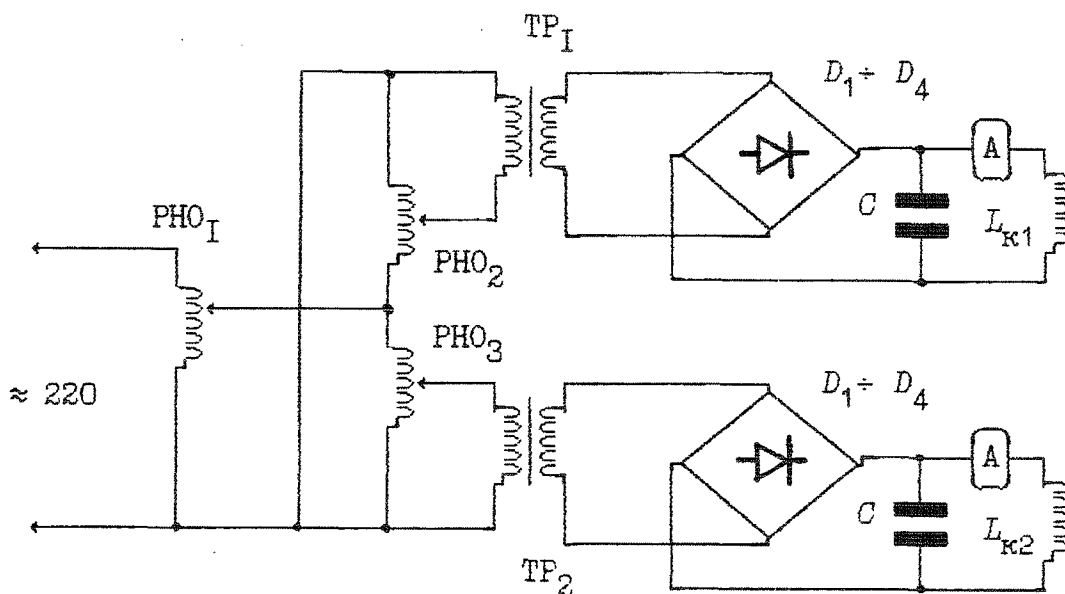


Рис. 2.4 Система питания катушек магнитного поля
(разрядное устройство с профилированными электродами)
PHO₁, PHO₂, PHO₃ - регуляторы напряжения,
TP₁, TP₂ - понижающие трансформаторы.

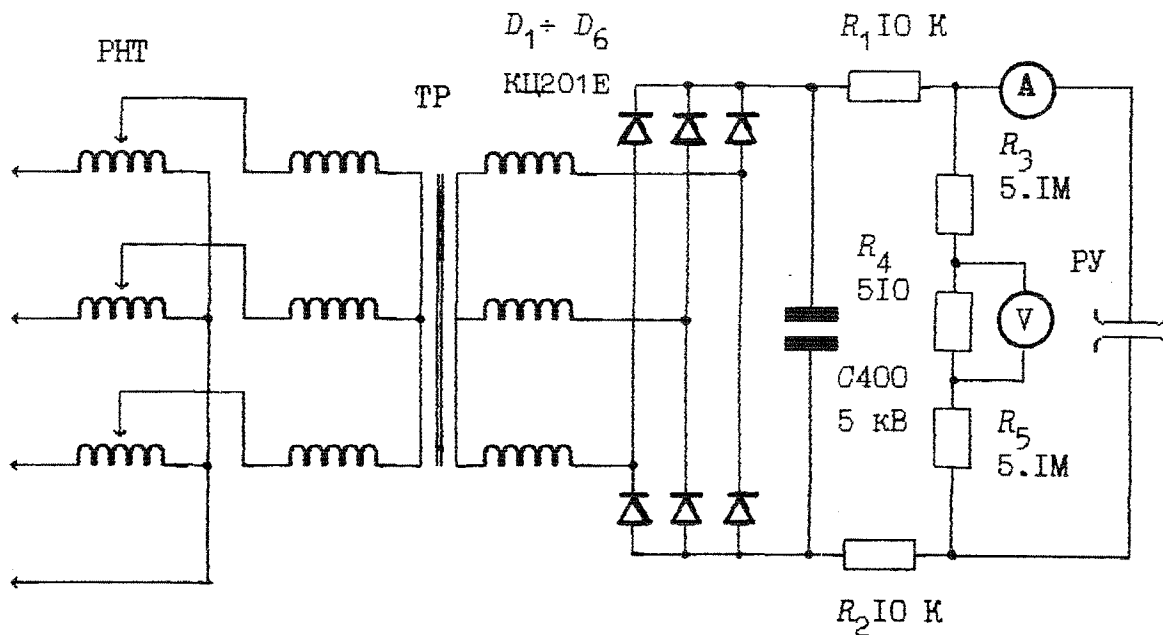


Рис. 2.5 Система предварительной ионизации.

коммутируемую тиристором Т650-24, согласующую RL цепочку и высоковольтный выпрямитель с падающей характеристикой ТВМШ-13-220-50. Запуск линии производился с заданной задержкой относительно запуска контрольно-измерительного комплекса от генератора ГЗИ-6. Принципиальная схема установки представлена на рис. 2.6.

Выбор частотных параметров импульсного источника питания производится в соответствии с временем установления квазистационарной плотности плазмы, а также с временем развития ионизационной и ионизационно-перегревной неустойчивости. Исходя из зависимостей ионизационной релаксации от предварительной ионизации, давления и амплитуды импульса напряжения рис. 2.7 а,б, а также учитывая, что для давлений до 0.5 тор времена развития ионизационно-перегревной неустойчивости составляют $\sim 10^{-3}$ - $3 \cdot 10^{-3}$ с, а ионизационной 10^{-3} с [93], выбирается источник, позволяющий формировать прямоугольные импульсы тока и напряжения с временем нарастания (передним фронтом импульса) 5-60 мкс и длительностью плоской вершины до 1.5 мс. Амплитуда тока может меняться до 3кА при напряжении зарядки линии до 2.4 кВ. Характерная форма импульса тока для различных нагрузок приведена на рис 2.8. Для уменьшения влияния источника питания и измерительных цепей стационарного разряда на форму и параметры прямоугольного импульса, он отделен от разрядного устройства ограничивающими сопротивлениями $R_{огр}$, обеспечивающие ток утечки менее 1.5 А (при токе разряда ~ 1.5 кА).

Временные зависимости характеристики импульсного разряда регистрировались с помощью запоминающих осциллографов С8-13, С8-14, с использованием коаксиальных шунтов, коаксиальных безнаводочных делителей напряжения и поясов Роговского. Вследствие большой длительности импульса тока пояса Роговского выполнены на

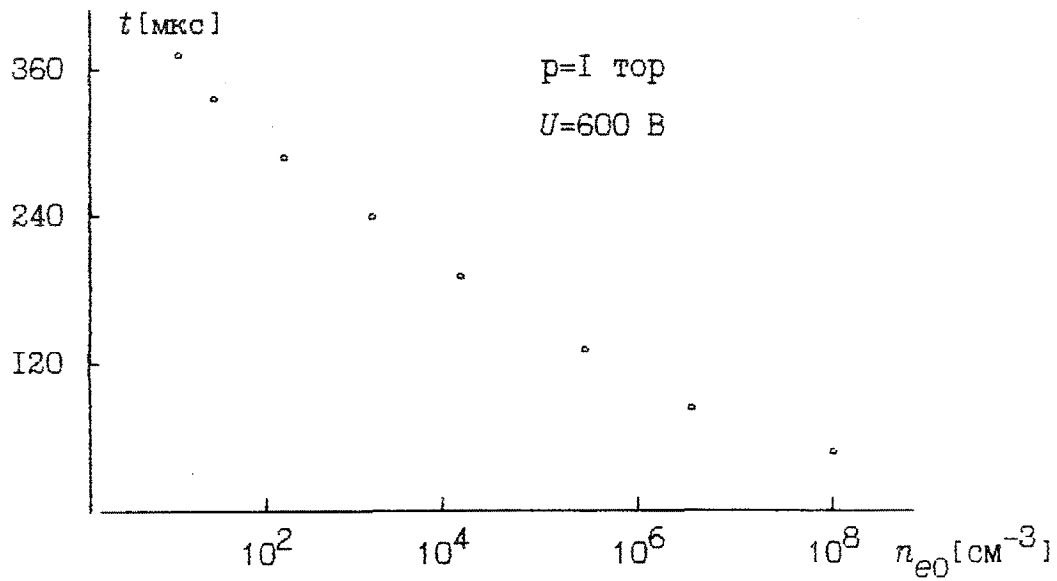


Рис.2.7а Зависимость ионизационной релаксации от предварительной ионизации n_{e0} - плотность электронов в плазме предварительного разряда.

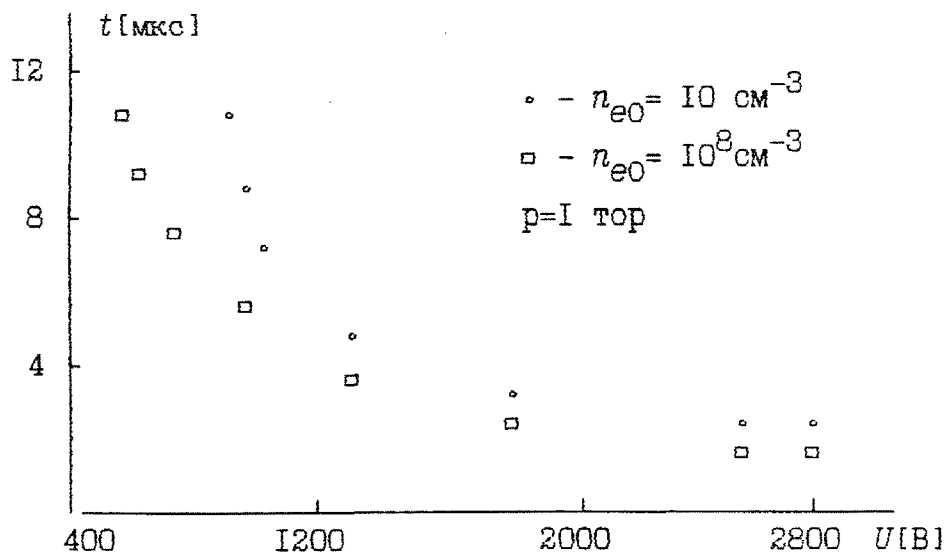


Рис.2.7б Зависимость ионизационной релаксации от амплитуды импульсного напряжения для различной предварительной ионизации

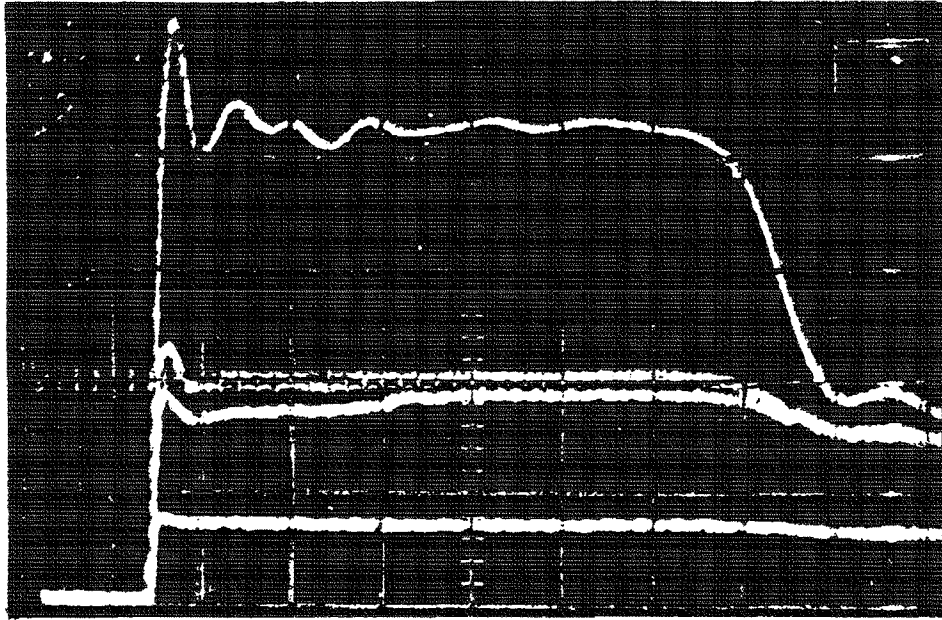


Рис.2.8 Осциллограммы импульсов тока

1- $R_H = \rho$; 2- $R_H = 2 \text{ Ом}$; 3- $R_H = 5 \text{ Ом}$

500 А/дел; 200 мкс/дел

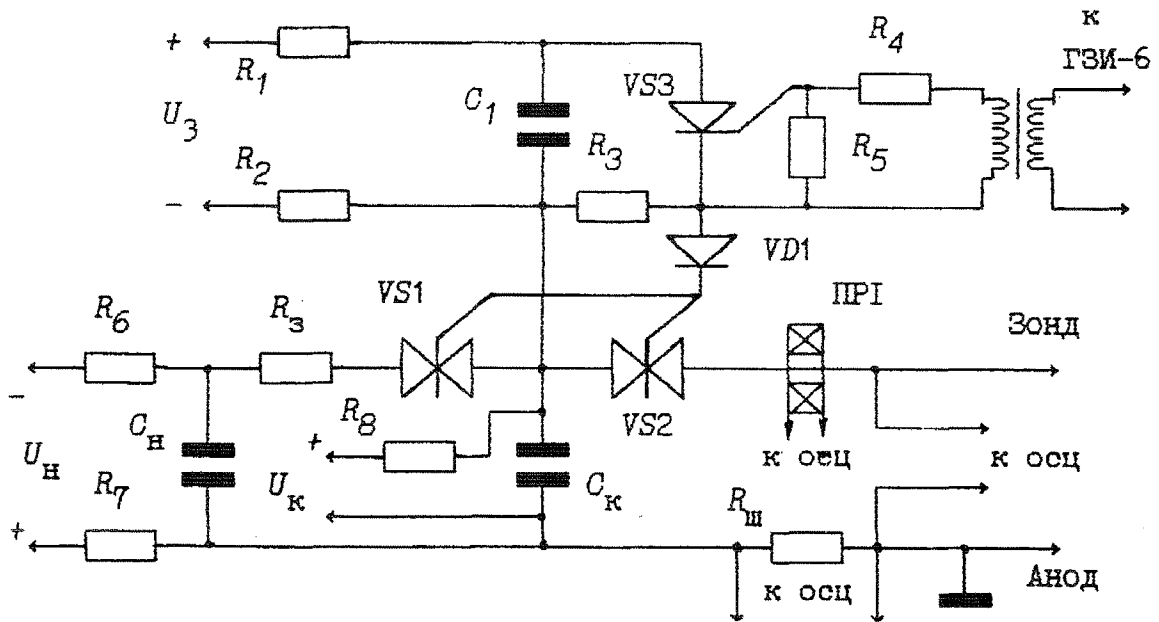


Рис.2.9 Генератор развертки зонда

ферритовых сердечниках и работают в диапазоне частот 10^2 - 10^6 Гц. Построение вольт-амперных характеристик разряда производилось с помощью стандартного пакета обработки данных GRAPHER (IBM PC AT).

2.2 Зондовая методика определения параметров плазмы и ионных потоков.

Определение локальных характеристик разряда, таких как электронная температура (T_e) и плотность ионов (n_i) в плазме разряда проводились с помощью стационарной и импульсной зондовой диагностики. Разряд рассматриваемого типа горит в значительных электрическом и магнитном полях, однако геометрия магнитного поля в обоих разрядных устройствах такова, что позволяет использовать цилиндрический одиночный зонд без учета влияния магнитного поля. Конструктивно зонд выполнен в виде вольфрамового стержня диаметром 0.6 мм, с площадью открытой части $S=16 \text{ мм}^2$, защищенного керамическим изолятором. В разрядном устройстве типа антипробкотрон он помещался в центр разрядной области вдоль оси симметрии электродов через вакуумный ввод анода.

Стационарные зондовые измерения применялись для определения параметров предварительного разряда с напряжением горения до 350 В и током до 300 мА. Схема измерения не отличается от традиционной и состоит из регулируемого источника постоянного напряжения Б5-50, одиночного зонда и регистратора в виде двухкоординатного графопостроителя Н-307. Напряжение измеряется непосредственно на зонде, ток - с помощью шунта $R_{ш}=100 \text{ Ом}$.

При достаточной простоте и надежности, стационарная зондовая диагностика имеет ряд недостатков. К ним в частности относятся: сложность установки нуля напряжения за счет влияния первоначального потенциала изолированного зонда; перегрев зонда при больших

плотностях плазмы; невозможность использования для диагностики импульсного разряда. В связи с этим была разработана и применена импульсная зондовая схема. Она состоит из: 1.одиночного зонда, 2.генератора развертки, 3.измерительного комплекса. Конструкция зонда не отличается от вышеописанной для стационарных измерений. Конструкция генератора развертки представлена на рис.2.9. Особенности сильноточного разряда предъявляют к генератору развертки весьма жесткие требования: 1. Предельно малое выходное сопротивление, 2. Возможность пропускать двухполярный ток до 50 А, 3. Длительность импульса напряжения в режиме сильноточного разряда не должна превышать 100 мкс, 4. Он должен допускать организацию точки земления на аноде разряда. Эти условия не позволяют применять традиционные схемы импульсного питания зондов на основе эмиттерных и истоковых повторителей. Не представляется возможным использовать в качестве генераторов развертки схемы на основе заряжающегося или разряжающегося конденсатора, так как для регистрации за одно измерение электронной и ионной части характеристики схема должна иметь возможность подавать на зонд напряжение как выше, так и ниже потенциала изолированного зонда (ϕ_p), причем во избежание перегрева, до начала измерений, зонд должен находиться под потенциалом изолированного зонда. Исходя из вышеизложенных требований генератор развертки представляет собой два связанных контура (I - C_H , R_3 , VS1, C_K и II - C_K , VS2, R_{III}) управляемые релейными или симистерными ключами VS1 и VS2. Запуск и поддержание симистеров в проводящем состоянии осуществляется тиристорным ключом, формирующим ступень напряжения длительностью, превышающей длительность импульса сильноточного разряда. Включение запускающего тиристора и измерительных цепей производится с заданными задержками, относи-

тельно основного импульсного разряда от генератора ГЗИ-6.

Генератор развертки работает следующим образом: в исходном состоянии накопительная емкость C_H заряжается до отрицательного потенциала $-\phi_H$, а общая емкость обоих контуров C_K , до положительного потенциала ϕ_K относительно анода. Так как оба ключа VS1 и VS2 находятся в непроводящем состоянии, то емкость зонд-анод заряжается до потенциала ϕ , зависящего от потенциала изолированного зонда. В момент замыкания ключей (открытия тиристоров) напряжение на зонде ϕ_K^* определяется, с учетом знаков этими тремя потенциалами. Далее, емкость C_K , задающая напряжение на зонде, начинает заряжаться отрицательно, как за счет тока разряда накопительной емкости i_H , так и за счет тока на зонд. Параметры элементов схемы генератора подбирались в зависимости от ожидаемых электронных и ионных потоков на зонд, определяемых T_e , T_1 , n_1 . Для диагностики предварительного разряда с ожидаемой плотностью плазмы $n_1 \approx 10^8 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и $T_e \approx 20 \text{ эв}$ - $C_H = 2 \text{ мкФ}$, $C_K = 0.25 \text{ мкФ}$, $R_3 = 500 \text{ Ом}$, $R_{III} = 100 \text{ Ом}$. Такая схема позволяет пропускать двухполярный ток зонда до 1А, что, превышает электронный и ионный ток насыщения для данных температур и плотностей.

Для импульсного сильноточного разряда $n_1 \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $T_e \approx 5 - 20 \text{ эв}$, - $C_H = 6 \text{ мкФ}$, $C_K = 1.75 \text{ мкФ}$, $R_3 = 10 \text{ Ом}$, $R_{III} = 0$. Потенциалы в обоих случаях выбираются $\phi_H \approx -50 - 70 \text{ В}$, $\phi_K \approx 40 - 60 \text{ В}$. Длительность развертки в этих условиях составляет 20 мкс. Максимальный ток генератора определялся в режиме короткого замыкания и составлял до 40 А. Сопротивление R_3 контура I подбирается экспериментально исходя из требуемой величины положительного выброса напряжения на зонде в режиме холостого хода. Осциллограмма импульса напряжения, формируемого генератором развертки представлена рис.2.10. Для

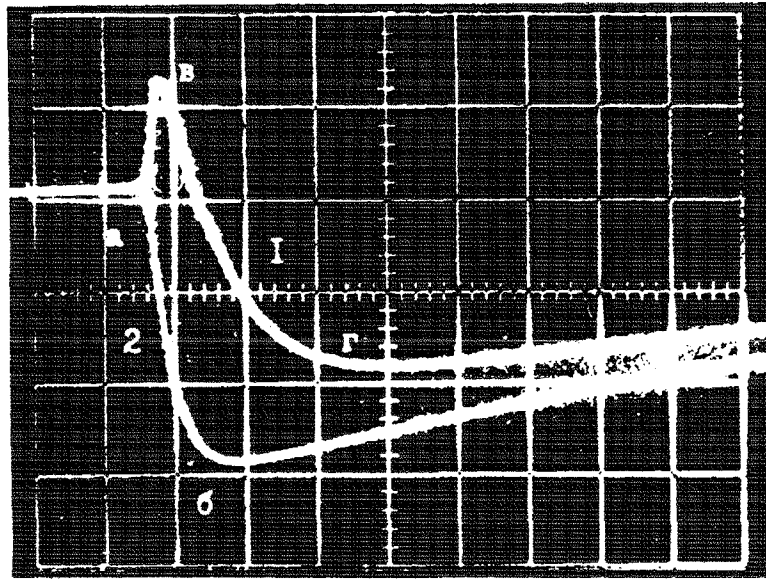


Рис.2.10 Осциллограмма напряжения развертки 20 В/дел, 5 мкс/дел

- 1 - Режим работы схемы для случая, когда потенциал плазмы ниже анодного;
- 2 - Режим работы схемы для случая, когда потенциал плазмы выше анодного;
- (а-б), (в-г) - рабочие участки на которых производятся измерения.

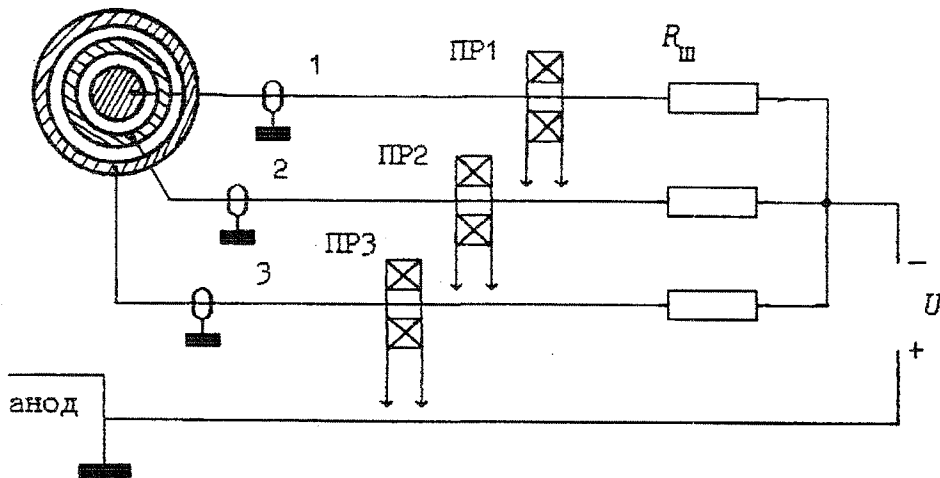


Рис.2.11 Схема подключения зонда-коллектора.

обеспечения регистрации двухполярного тока на зонд в качестве ключей VS1 и VS2 использовались герконовые реле или симметричные тиристоры, причем в этом случае VS2 шунтирован высокочастотным диодом.

Измерительный комплекс состоит из двух запоминающих осциллографов С8-13, шунта, чувствительностью 100 В/А или пояса Роговского, чувствительностью 10 мВ/А. Пояс Роговского выполнен на ферритовом сердечнике и имеет полосу пропускания от 10 до 10^6 Гц. Синхронизация импульса напряжения на зонд и запуск осциллографов осуществляется от начала импульсного разряда с заданной задержкой от генератора ГЗМ-6. Для защиты от наводки запуск генератора развертки и осциллографов осуществляется через разделительные трансформаторы.

Для измерения распределения плотности ионного потока вдоль оси симметрии разрядных устройств изготовлен зонд-коллектор рис.2.11 выполненный в виде концентрических кольцевых электродов, каждый из которых работал в режиме ионного насыщения. С целью уменьшения искажения энергетического спектра ионов и ион-электронной эмиссии, постоянное смещение, подаваемое на пластины зонда было выбрано в начале ионного насыщения (вблизи потенциала изолированного зонда). Ионный ток на зонд измерялся шунтами в случае стационарного разряда и специально изготовленными поясами Роговского в случае импульсного разряда.

Расчет зондовой схемы

Расчет вольт-амперной характеристики генератора развертки, подающего напряжение на зонд, производится решением уравнений Кирхгофа для двух контуров генератора, в один из которых входит исследуемая плазма. Для этого реальная зондовая характеристика плазмы

заменяется на упрощенную (рис.2.12) состоящую из двух линейных участков, характеризующих состояние зонда в режиме ионного насыщения (участок I) и в режиме совместного протекания электронного и ионного тока (участок 2):

$$i_3(\varphi_3) = \begin{cases} i_{\text{нас}}^+ & \varphi_3 < \left[1 + \frac{i_{\text{нас}}^+}{i_{\text{T}}^-} \right] \varphi_f \\ - \frac{i_{\text{T}}^-}{\varphi_f} \varphi_3 + i_{\text{T}}^- & \varphi_3 \geq \left[1 + \frac{i_{\text{нас}}^+}{i_{\text{T}}^-} \right] \varphi_f \end{cases} \quad (2.1)$$

где i_3 - ток на зонд, φ_3 - потенциал зонда относительно опорного электрода, $i_{\text{нас}}^+$ - ток ионного насыщения, φ_f - потенциал изолированного зонда, i_{T}^- - электронный ток на зонд, соответствующий нулевому потенциалу зонда относительно плазмы. Величины $i_{\text{нас}}^+$, φ_f , i_{T}^- могут быть определены экспериментально (в этом случае расчет является проверочным) или быть представлены исходя из предполагаемых значений электронной температуры T_e и плотности n_i исследуемой плазмы

$$i_{\text{нас}}^+ \approx \frac{\sqrt{2}}{2.7} en_i S \sqrt{\frac{kT_e}{M}} \quad (2.2)$$

$$\varphi_f \approx \frac{kT_e}{e} \ln \left[0.77 \sqrt{\frac{M}{m}} \right] \quad (2.3)$$

$$i_{\text{T}}^- \approx \frac{\sqrt{2}}{2.7} en_i S \sqrt{\frac{kT_e}{m}} \quad (2.4)$$

где S - площадь зонда, m, M - массы электрона и иона.

Эквивалентная схема генератора при регистрации электронной ветви зондовой характеристики представлена на рис.2.13 Из уравнений падения напряжения вдоль замкнутых контуров I и II, а

так же баланса токов в узле I получим систему уравнений для контурных токов $i_1(t), i_2(t)$

$$\begin{cases} \frac{I}{C_H} i_1(t) + R \frac{di_1(t)}{dt} + \frac{I}{C_P} [i_1(t) + i_2(t)] = 0 \\ \frac{I}{C_P} [i_1(t) + i_2(t)] + r \frac{di_2(t)}{dt} = 0 \end{cases} \quad (2.5)$$

с начальными условиями $U_{CH}(0) = \varphi_H^0 - 0$; $U_{CP}(0) = \varphi_P^0 - 0$

Исследуемая плазма входит в контур II в данном случае как источник

Э.Д.С. со следующими параметрами $\varepsilon = -\varphi_f$; $r = -\frac{\varphi_f}{t_T^-}$

Пренебрегая незначительным эквивалентным сопротивлением, вносимым поясом Роговского PrI и током утечки через делитель напряжения, т.е. считая $\varphi_3(t) = U_{CP}(t) + 0$; $i_3(t) = i_2(t)$

получим временные зависимости тока и напряжения зонда до его перехода в режим ионного насыщения

$$\begin{aligned} \varphi_3(t) = \varphi_P^0 - \frac{I}{C_P} \frac{a+I}{\beta_1} \frac{t_2^0 - bt_1^0}{RC_P \omega} \left[I - e^{-\beta_1 t} \right] + \\ + \frac{I}{C_P} \frac{b+I}{\beta_2} \frac{at_2^0 - t_1^0}{RC_P \omega} \left[I - e^{-\beta_2 t} \right] \end{aligned}$$

$$i_3(t) = (a) \frac{t_2^0 - bt_1^0}{RC_P \omega} e^{-\beta_1 t} + (b) \frac{at_2^0 - t_1^0}{RC_P \omega} e^{-\beta_2 t}$$

где $t_1^0 = \frac{\varphi_H^0 - \varphi_P^0}{R}$; $t_2^0 = t_T^- \left[I - \frac{\varphi_P^0}{\varphi_f} \right]$ (2.6)

$$a = RC_P \beta_1 - \frac{C_P + C_H}{C_H}; \quad b = RC_P \beta_2 - \frac{C_P + C_H}{C_H}$$

$$\omega = \sqrt{\left\{ \frac{C_p + C_H}{C_p C_H R} - \frac{i_T^-}{C_p \phi_f} \right\}^2 + 4 \frac{i_T^-}{C_p C_H R \phi_f}}$$

$$\beta_1 = \frac{1}{2} \left[\frac{C_p + C_H}{C_p C_H R} - \frac{i_T^-}{C_p \phi_f} + \omega \right]$$

$$\beta_2 = \frac{1}{2} \left[\frac{C_p + C_H}{C_p C_H R} - \frac{i_T^-}{C_p \phi_f} - \omega \right].$$

В режиме ионного насыщения ток на зонд практически не зависит от потенциала зонда, поэтому влияние исследуемой плазмы может быть представлено как включение в контур II источника тока с характеристикой $i_3(\phi_3) = i_{\text{нас}}^+$. Эквивалентная схема измерений приведена на рис.2.14. Зависимость потенциала зонда от времени в этом случае имеет вид

$$\phi_3(t) = \phi_p(\tau) - \frac{RC_p}{C_p + C_H} \left\{ i_1(\tau) + i_{\text{нас}}^+ \frac{C_p}{C_p + C_H} \right\} \left[1 - e^{-\beta_1(t-\tau)} \right] + \frac{i_{\text{нас}}^+}{C_p + C_H} (t-\tau) \quad (2.7)$$

где $i_1(\tau)$ - значение тока в контуре I к моменту $t=\tau$ достижения током на зонд величины тока ионного насыщения $i_3(\tau) = i_{\text{нас}}^+$.

$$i_1(t) = \frac{i_2^0 - b i_1^0}{RC_p \omega} e^{-\beta_1 t} + \frac{a i_2^0 - i_1^0}{RC_p \omega} e^{-\beta_2 t} \quad (2.8)$$

Зависимость от времени зондового тока в режиме ионного насыщения отсутствует $i_3(t \geq \tau) = i_{\text{нас}}^+$. Приблизительно время перехода на ионную ветвь характеристики можно оценить из равенства $\phi_3(\tau) \approx \phi_f$.

Проверочный расчет зависимостей напряжения и тока зонда от времени для ожидаемых параметров плазмы с учетом ограничивающего влияния элементов схемы генератора $i_{\text{нас}}^+ = 1.75$ А, $\phi_f = -18$ В, $i_T^- = 12$ А показал качественное совпадение полученных зависимостей и экспери-

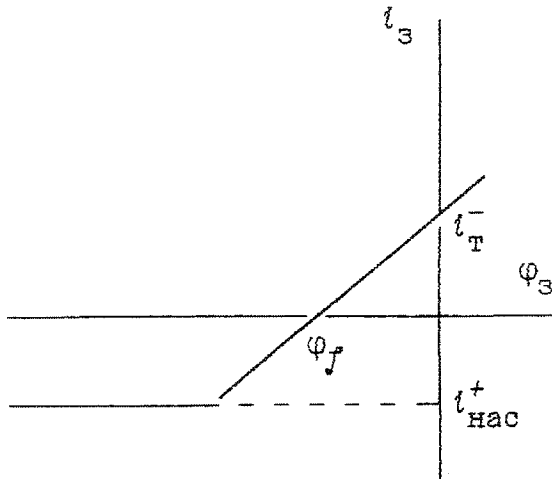


Рис.2.12 Модельная зондовая характеристика.

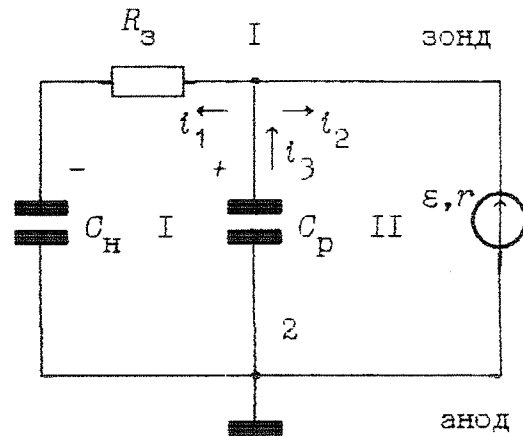


Рис.2.13 Эквивалентная схема генератора развертки при регистрации электронной части зондовой характеристики.

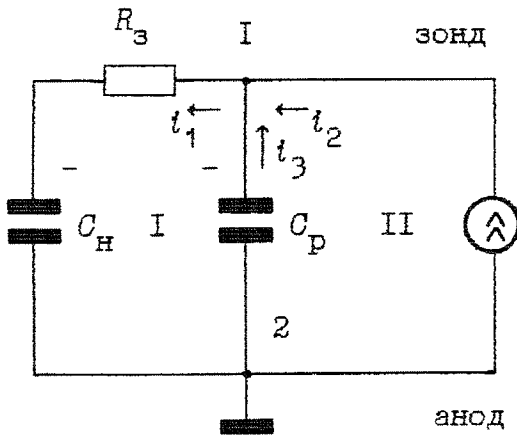


Рис.2.14 Эквивалентная схема генератора развертки при регистрации ионной части зондовой характеристики.

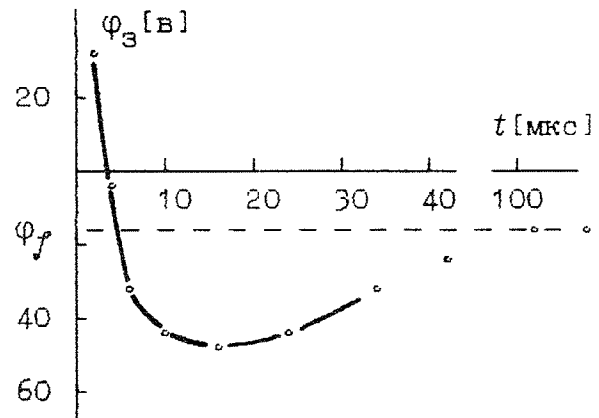


Рис.2.15 Напряжение развертки зонда; \circ - расчет
- - эксперимент

ментальных зондовых характеристик, что подтверждает работоспособность генератора развертки и позволяет производить выбор его элементов в зависимости от вида исследуемой плазмы (рис. 2.15).

2.3 Двухмодовая лазерная методика определения плотности плазмы.

Для определения электронной концентрации плазмы сильноточного квазистационарного разряда в скрещенных ЕхН полях использовалась диагностика на основе двухмодового трехзеркального He-Ne лазерного интерферометра с фотозлектрической регистрацией [83-86].

В данной методике используется зависимость изменения мощности электромагнитного излучения, регистрируемого фотоприемником, от величины фазового набега при прохождении лазерного луча через плазменное образование.

Метод определения концентрации электронной компоненты плазмы основан на эффекте конкуренции аксиальных мод в газовом лазере. В его основе лежит линейная зависимость между мощностью генерации лазера и показателем преломления среды внесенной в резонатор, что позволяет проводить простую обработку результатов измерений.

Изменение концентрации электронной компоненты определяется выражением [83];

$$\Delta N_e = \Delta n / (4.49 * 10^{14} * \lambda^2) \quad [\text{см}^{-3}],$$

где $\Delta n = (\lambda/2l) * (\Delta P/P_{\text{max}}) * (\delta/(l/2L))$ - изменение показателя преломления плазмы, ΔP - изменение мощности генерации, l, L - соответственно длина области занимаемой плазмой и длина резонатора, λ - длина волны излучения.

Диагностический комплекс состоит из следующих основных систем:

- 1-разрядное устройство,
- 2-лазерный интерферометр,
- 3-система предварительной ионизации,
- 4-импульсная система питания разряда,
- 5-система измерений характеристик разряда,
- 6-система синхронизации и запуска,
- 7-блок управления лазером,
- 8-система регистрации выходного излучения интерферометра.

Конструктивно активная часть интерферометра М1-М2 совместно с фотоприемником ФП выполнена в виде единого оптико-механического блока на общем основании. Отдельно от основного блока размещается отражатель МЗ. Управление межмодовым расщеплением, а следовательно и чувствительностью интерферометра, осуществляется поворотом фазовых пластин $\Phi 1$ и $\Phi 2$ относительно друг друга в плоскости, перпендикулярной направлению оси интерферометра. Одна из генерируемых лазером взаимноортогональных мод является опорной ($\lambda=3.39$ мкм). Она выделяется поляризаторами П1 и П2 и с помощью фотоприемника излучение лазера преобразуется в электрический сигнал, соответствующий электронной концентрации плазмы. При этом необходима жесткая стабилизация длины резонатора, которая осуществляется на второй моде ($\lambda=0.69$ мкм). Частота и интенсивность излучения второй моды, выделяемой поляризаторами П1 и П2, изменяются при увеличении или уменьшении оптической длины промежутка между лазером и выносным отражателем МЗ, что эквивалентно изменению линейной плотности. Этот сигнал рассогласования с фотоприемника поступает в цепь обратной связи, и после усиления, подается на пьезокерамические корректоры К1 и К2, возвращающие зеркала М1 и МЗ в положение соответствующее начальной длине резонатора. Таким образом

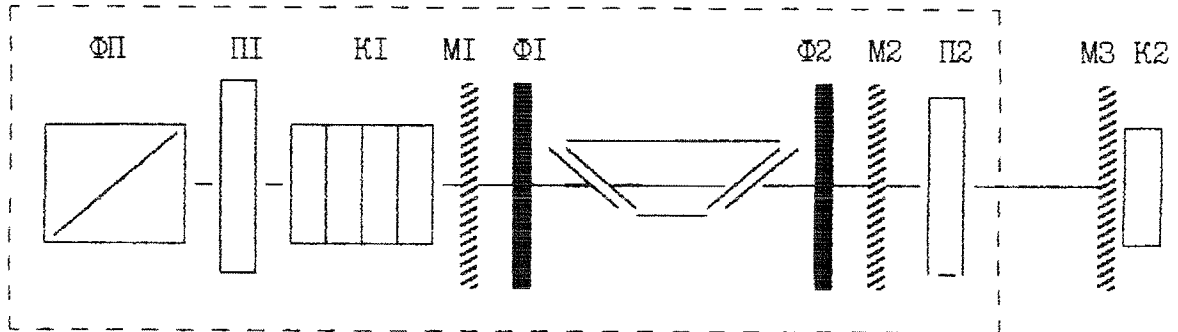


Рис.2.16 Схема двухмодового лазерного интерферометра

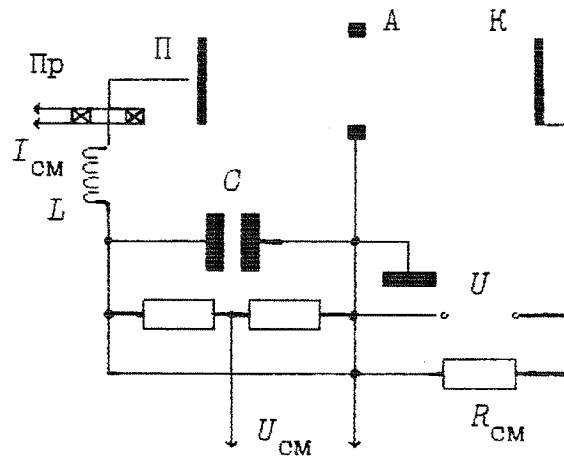


Рис.2.17 Блок импульсного смещения.

производится стабилизация длины резонатора относительно механических вибраций.

Синхронизация и запуск лазера производился от генератора ГЗИ-6 одновременно с наложением на разрядный промежуток прямоугольного импульса напряжения и установлением квазистационарного режима разряда. Зондирование лазерным излучением плазменного образования проводилось в течение всего времени существования сильноточной разряда.

2.4 Импульсное смещение.

Использование сильноточных форм квазистационарного разряда в плоском магнетроне и антипробкотроне для решения задач нанесения покрытий и ионно-стимулированного травления материалов требует формирования ионных потоков из плазмы разряда с заданной энергией. Оценка ионного тока насыщения

$$i_{\text{нас}}^+ \approx \frac{\sqrt{2}}{2.7} e n_i S \sqrt{\frac{kT_e}{M}}$$

где S - площадь коллектора, n_0 - плотность плазмы, T_e - электронная температура, M - масса иона для случая $n_i \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ при $T_e \approx 5 \text{ эВ}$ показывает, что плотность ионного тока на коллектор в этом случае составит $j^+ \approx 2.5 \text{ А/см}^2$. Поддержание потенциала смещения на коллекторе путем использования отдельного генератора является достаточно сложной технической задачей. В связи с этим разработан способ подачи напряжения смещения на коллектор используя часть мощности импульсного источника питания разряда. Работа блока смещения основана на изменении эквивалентного сопротивления плазмы при переходе от стационарного к сильноточному импульсному разряду.

Блок импульсного смещения состоит из последовательного колебательного контура I и контура зарядки II (рис 2.9). Схема работает следующим образом: после подачи напряжения от источника питания стационарного разряда происходит пробой разрядного промежутка и образование плазмы, достигающей коллектора. Одновременно, через сопротивление контура зарядки R_{CM} коллектор также приобретает потенциал катода $\phi_k \gg \phi_f$ потенциала изолированного зонда. В результате на коллектор устанавливается ток ионного насыщения $i_{нас}^+$, и коллектор приобретает потенциал $\phi_{II} = \phi_k - i_2 R_{CM}$ (током зарядки C_{CM} пренебрегаем, так как он существует только во время установления режима стационарного разряда и дальнейшего влияния не оказывает), где $i_2 \approx i_{нас}^+$. Исходя из зондовой характеристики стационарного и сильноточного импульсного разряда выбираем R_{CM} так, чтобы I. $R_{CM} \ll R_{плазмы эквивалентного}$
 2. $R_{CM} \gg R_{импульсного разряда}$
 $R_{плазмы эквивалентного}$, где $R_{плазмы эквивалентное} = \frac{\phi_{II} - 0}{i_{нас}^+}$ - эквивалентное сопротивление плазмы. Тогда амплитуда смещения будет определяться R_{CM} и параметрами стационарного разряда n_0 ; T_e , а частота и затухание - частотой и добротностью колебательного контура с учетом n_0 и T_e импульсного разряда. Частота смещения выбирается из условия заряда коллектора до потенциала изолированного зонда

$$\phi_k - \phi_f \approx \frac{I}{C} \int_0^{\tau_3} i_{нас}^+(t) dt, \text{ где } C - \text{емкость коллектора.}$$

Обоснование конкретных параметров схемы смещения указаны ниже с учетом соответствующих характеристик разряда.

ГЛАВА.3 ОБЛАСТЬ СУЩЕСТВОВАНИЯ И ХАРАКТЕРИСТИКИ КВАЗИСТАЦИОНАРНЫХ СИЛЬНОТОЧНЫХ РЕЖИМОВ РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ РАЗЛИЧНОЙ КОНФИГУРАЦИИ.

Предварительный разряд.

Создание сильноточного, квазистационарного режима разряда низкого давления в магнитном поле путем наложения на разрядный промежуток прямоугольного импульса напряжения возможно двумя способами 1) Импульс подается на разрядное устройство, заполненное газом с его дальнейшим пробоем и установлением квазистационарного режима, 2) импульс подается на промежуток, заполненный предварительно созданной плазмой, после чего происходит рост концентрации плазмы и установление квазистационарного режима. Как показали оценки величины и времени установления квазистационарной плотности плазмы в разрядном устройстве, а также зависимости скорости роста концентрации от первоначальной плотности плазмы [93] предпочтительной является подача импульса на предварительно ионизованный газ, причем согласно графикам рис. 2.7а,б, плотность предварительной плазмы должна составлять $n_0 \approx 10^7 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Источником такой предионизации может быть ВЧ-разряд, аномальный тлеющий или магнетронный разряд, электронный пучок, однако его вольт-амперная характеристика $U_p(I_p)$ должна иметь участок $dU/dI \ll I$ так как иначе крутая часть ВАХ ограничит ток через плазму при наложении импульса напряжения и, соответственно, рост концентрации плазмы.

Исследования характеристик слаботочного стационарного магнетронного разряда в устройстве с профилированными электродами и плоском магнетроне в диапазоне давлений $10^{-3} - 10$ тор, показали наличие стационарных режимов, обеспечивающих условия роста плот-

ности плазмы и перехода разряда в квазистационарный режим при наложении импульса напряжения. На рис.3.1 показаны характерные зависимости напряжения разряда от тока для аргона, смесей аргона с галогеносодержащими активными газами (SF_6), гелий-водородных смесей в диапазоне давлений 10^{-2} -5 тор, диапазоне магнитных полей 0-1 кГс, при токах стационарного разряда до 200 мА. Измерения подтвердили наличие двух форм стационарного разряда в Ar [51] различающихся dU/dI , а также показали существование аналогичных разрядов в других газовых средах (SF_6 , He/ H_2 смеси, N_2 и т.д.) при давлениях до 5 тор. Следует отметить, что ВАХ разряда в системе с профилированными электродами и плоском магнетроне отличаются незначительно. Из анализа зависимостей следует, что с точки зрения малой крутизны dU/dI наиболее приемлимыми являются режимы с индукцией магнитного поля не менее 400 Гс. Режимы **б** рис. 3.1 являются высоковольтными и обладая высоким эквивалентным сопротивлением ограничивают рост концентрации плазмы при переходе к квазистационарному режиму. Из приведенных характеристик видно, что для предварительной ионизации целесообразно использовать режимы с токами свыше 20 мА, чтобы избежать переходных участков на характеристиках. Петли и ступени на характеристиках (кривая 4 на рис 3.1а) связаны с переходом разряда внутрь полости катода в устройстве с профилированными электродами при плотностях тока, соответствующих переключению областей тлеющего свечения внутри полого катода. Напряжение горения при этом понижается на величину ≈ 100 В.

Зондовая диагностика параметров плазмы стационарного разряда в центре симметрии разрядного устройства с профилированными электродами в диапазоне давлений $p=10^{-2}$ -1 тор, магнитных полей $B=0$ - 1 кГс с напряжением горения до 320 В и током до 200 мА

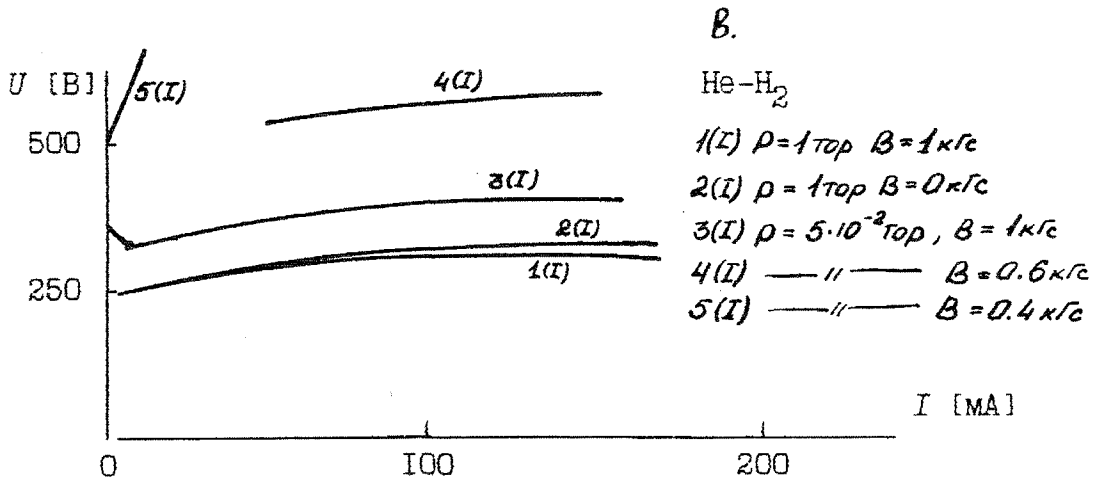
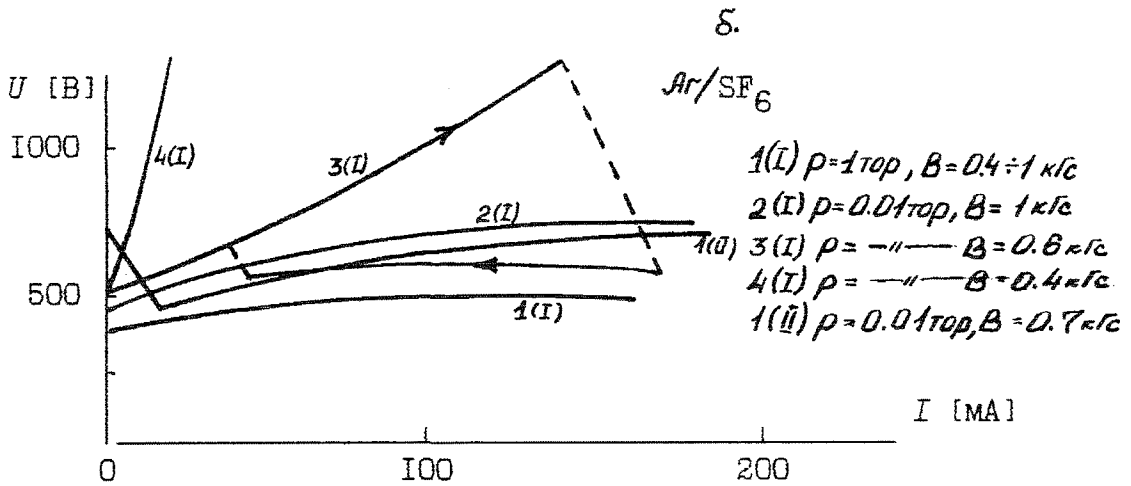
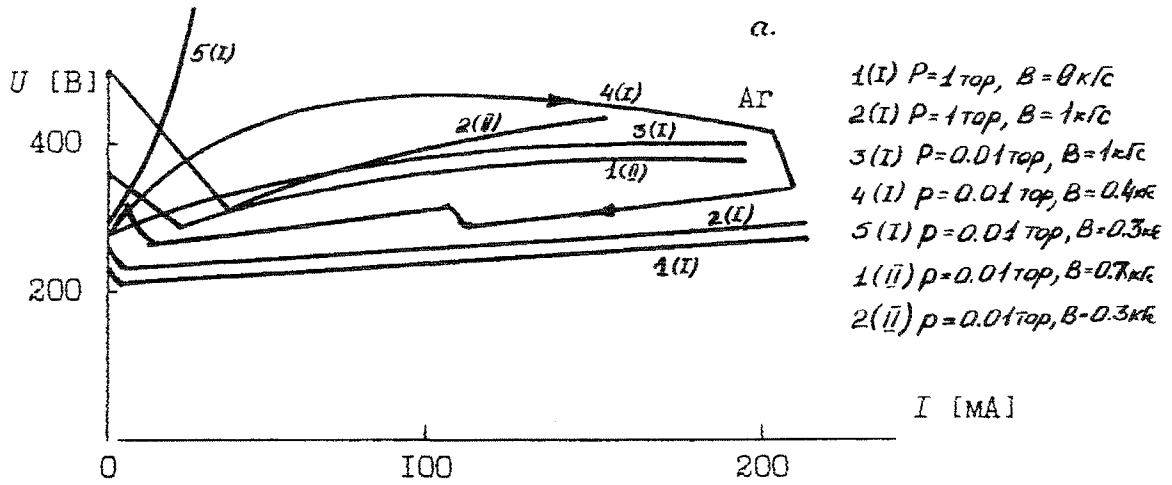


Рис.3.1 Вольт-амперные характеристики стационарного разряда.

\bar{I} - разрядное устройство с профилированными электродами

\bar{II} - планарный магнетрон

показывает, что концентрация ионов в этом случае достигает $n_i \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$ при электронной температуре T_e до 20 эв. Это указывает на возможность получения в стационарном магнетронном разряде с током $\approx 0.1 \text{ А}$ плотности плазмы, достаточной для обеспечения роста концентрации ионов при приложении импульса высокого напряжения.

3.2 Режимы квазистационарного разряда.

Сильноточный разряд исследовался в широком диапазоне токов I_p от 5 А до 1.8 кА для различных давлений $p=10^{-3}-10$ Тор газов Ar , N_2 , SF_6 , и смесей Ar-N_2 , Ar-SF_6 различного процентного состава (10-90 % Ar), He-N_2 (50/50 %) ; различных конфигураций (планарного магнетрона и антипробкотрона) и величин магнитных полей. В результате получены вольт-амперные характеристики, интегральные фотографии свечения разряда, зондовые характеристики плазмы разряда, а так же установлено наличие и определена интенсивность потоков частиц из плазмы разряда. Анализ полученных результатов позволил установить существование нескольких режимов, различающихся напряжением горения, диапазоном токов, а так же структурой разряда.

На рис.3.2 представлены характерные осциллограммы тока и напряжения квазистационарного разряда. На осциллограмме напряжения участок 1 соответствует напряжению стационарного разряда (предварительная ионизация). Затем на участке 2а происходит наложение прямоугольного импульса напряжения. При этом происходит рост концентрации плазмы и установление квазистационарной плотности (участок 2б на осциллограмме), в это время ток разряда возрастает, после чего напряжение и ток разряда достигают на квазистационарных величин (участок 3). Время установления квазистационарной плот-

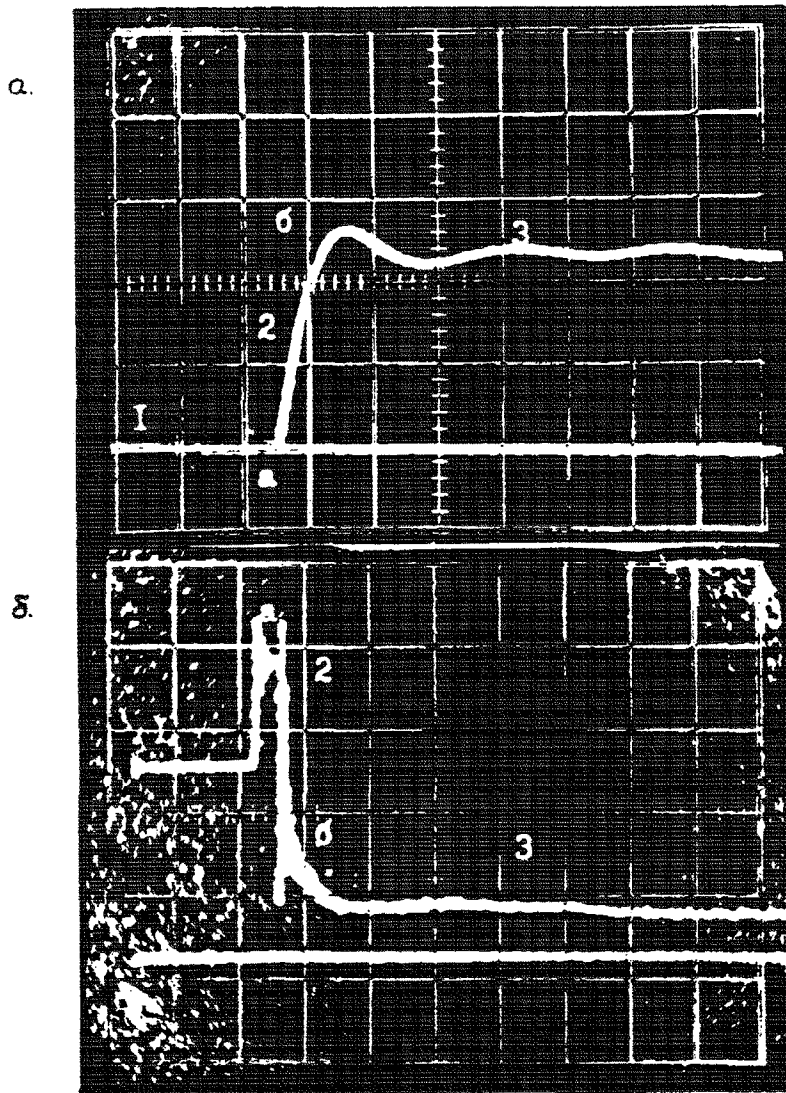


Рис.3.2 Характерные осциллограммы тока (а) и напряжения (б) квазистационарного разряда. 180 А/дел, 50 мкс/дел; 180 В/дел, 50 мкс/дел. I-стационарный разряд, 2-область установления квазистационарного напряжения (а) и ионизационной релаксации (б), 3-диффузный режим.

ности соответствует времени ионизационной релаксации и составляет, например для разряда в Ag при уровне предионизации $n_i \approx 10^9 + 10^{11}$ см⁻³ ≈ 50 мкс. Каждая точка ВАХ соответствует паре осциллограмм тока и напряжения. Наличие неоднородностей в плазме разряда, а также образование катодных пятен определялось фотографированием разряда или визуальным наблюдением с использованием фильтров.

Экспериментальные вольт-амперные характеристики квазистационарного разряда низкого давления в магнитном поле имеют четыре основных участка соответствующих устойчивым формам разряда. Типичная ВАХ разряда в Ag при давлении 10^{-1} Тор и индукции магнитного поля 0.4 Гс приведена на рис 3.3. На ней выделяются два классических участка соответствующие 1 - магнетронному разряду с током до 0.2 А и напряжением горения 260-380 В; 4 - сильноточному, свыше 10^3 А, низковольтному 10-30 В дуговому разряду с катодным пятном. Кроме того эксперименты показали возможность существования еще двух устойчивых форм квазистационарного разряда сохраняющего диффузный характер плазмы и катодного слоя при плотностях катодного тока значительно превышающих плотность тока классического магнетронного разряда. В диапазоне токов 0.2-15 А имеет место сильноточный магнетронный разряд (участок 2) с растущей вольт-амперной характеристикой. Он обладает сравнительно высоким напряжением горения, в данном случае 350-500 В. При токах 15-1000 А возникает сильноточный диффузный режим 3, ВАХ которого представляет собой прямую параллельную оси тока. Его напряжение горения составляет ≈ 90 В во всем диапазоне токов. Плотность катодного тока при этом составляет до 50 А.

Следует отметить, что границы режимов могут сильно варьироваться в зависимости от условий разряда (например давления, вели-

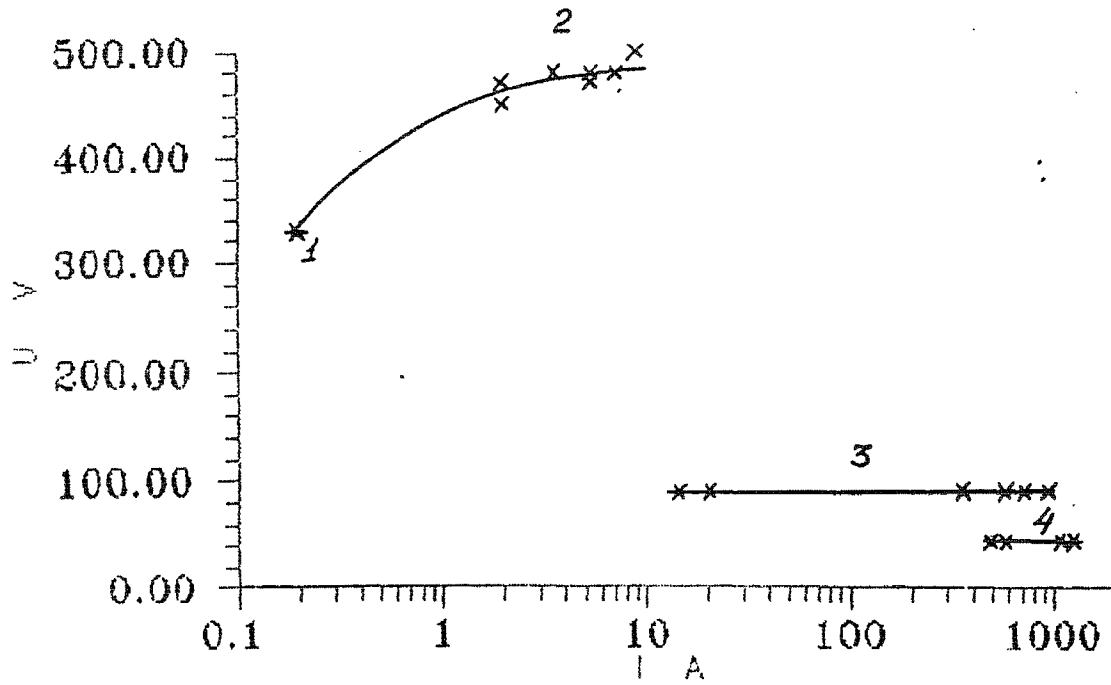


Рис.3.3 Вольт-амперная характеристика квазистационарного разряда.

Устройство с профилированными электродами,
Ag, $r=0.1$ тор, $V=0.4$ кгс.

чины магнитного поля и т.д.), поэтому далее режимы 2 и 3 рассматривались отдельно с целью определения областей существования по токам, напряжению, давлению, величине магнитного поля для каждой из указанных форм разряда.

Исследования вышеуказанных режимов проводились как в разрядных устройствах типа плоского магнетрона, так и в устройстве с профилированными электродами и показали возможность их реализации вне зависимости от типа и конкретных параметров разрядной ячейки.

Типичные вольт-амперные характеристики сильноточного магнетронного разряда представлены на рис.3.4. Эксперименты проводились в диапазоне давлений $p=10^{-3}-10$ Тор газов Ar, N₂, и смесей Ar-N₂ (10-90 % Ar), He-N₂ (50/50 %), магнитных полей $B \approx 0.4-1.0$ кГс. В качестве материала катода использовались Cu, Ti, Al, Mo, нержавеющая сталь. Для уменьшения влияния состояния поверхности катода на параметры разряда производилась многократная тренировка устройств разрядами, либо очистка поверхности катода и коллектора тлеющим разрядом в аргоне. Характер зависимости $U_p(I_p)$ одинаков для различных параметров p , B_{\perp} , а так же рода газа, материалов катода, разрядных устройств и размеров разрядной области. Напряжение на разряде монотонно увеличивается с ростом тока до некоторого максимального значения $U_p^{\max} \approx 500-1100$ В, зависящего от величины индукции магнитного поля, рода газа и материала катода до перехода разряда в режим 3 или срыва его в дугу. Для длительности импульса τ до 20 мс токи перехода достигают 250 А, что соответствует плотности катодного тока $j \approx 25$ А/см². Уменьшение величины индукции магнитного поля приводит к увеличению разрядного напряжения $U_p^{\max}(B_{\perp})$ до некоторого значения напряжения U_p^{Π} , зависящего только от материала катода и рода газа. Дальнейшее снижение B_{\perp} приводит к переходу

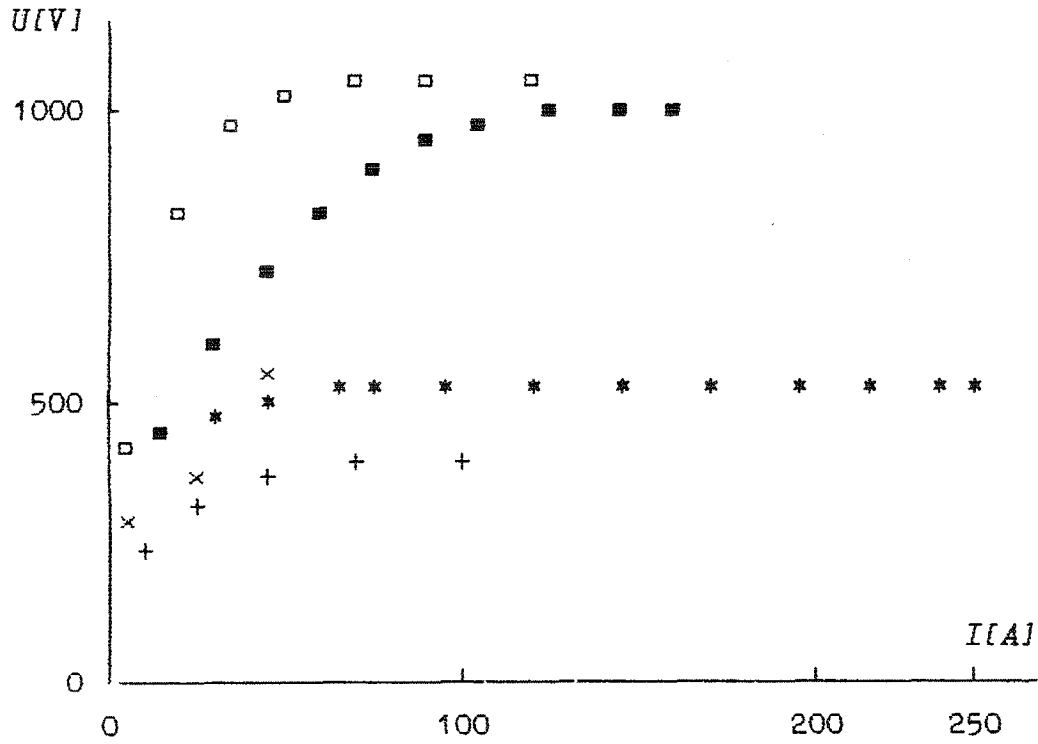


Рис.3.4 Сильноточный магнетронный разряд

- \square - планарный магнетрон, Cu, $p=5 \cdot 10^{-3}$ тор, Ar
- \blacksquare - планарный магнетрон, Ti, $p=5 \cdot 10^{-3}$ тор, Ar/N₂ (80/20 %)
- $*$ - планарный магнетрон, Ti, $p=10^{-2}$ тор, N₂
- \times - устройство с профилир. Cu, $p=5 \cdot 10^{-2}$ тор, He/N₂ (50/50 %)
- $+$ - электродами Cu, $p=10^{-1}$ тор, Ar

разряда в высоковольтный режим, характеризующийся крутым ростом ВАХ и малым (до 1 А) значением разрядного тока.

Снижение магнитного поля до уровня, близкого к значению, определяющему переход разряда в высоковольтный режим, характеризуется плавным увеличением напряжения на разряде с одновременным уменьшением тока.

Исследование режима сильноточного магнетронного разряда для двух различных диаметров разрядной области плоского магнетрона показали, что ВАХ квазистационарного разряда не зависят от диаметра области $\pi a \times B_T$.

Следует отметить, что при переходе в сильноточную форму разряд распространяется на существенно большую область катода, чем в случае стационарного предварительного разряда. В случае плоского магнетрона в зависимости от конструкции магнитной системы сильноточный разряд занимал либо кольцевую область вне окружности $\pi a \times B_T$, либо дисковую область, ограниченную окружностью $\pi a \times B_T$, что при сохранении полного тока разряда определило существенную разницу в плотности тока, однако не внесло различий в характер ВАХ. Характерные плотности тока при этом составляют для разряда в Ar $j \approx 4 \text{ А/см}^2$ ($U_p = 540 \text{ В}$, $I_p = 225 \text{ А}$), и $j \approx 25 \text{ А/см}^2$ ($U_p = 500 \text{ В}$, $I_p = 218 \text{ А}$).

Шероховатость поверхности катода не является определяющей для существования режима 2, хотя в случае применения катодов с большой шероховатостью вероятность перехода в дугу увеличивается.

Особенностью разряда в He-H₂ смеси в устройстве с профилированными электродами является наличие, второй формы сильноточного магнетронного режима с напряжением $U_p \approx 400-650 \text{ В}$, не зависящим от тока до перехода разряда в режим 3.

Характерной особенностью режима 2 является интенсивное за

счет высокой энергии и плотности ионного потока распыление материала катода. Импульсная скорость осаждения материала катода в плоском магнетроне на установленный на расстояние 120 мм от катодной мишени зонд-коллектор составляет ≈ 80 мкм/мин. (газ - Ag, материал катода - Cu, $I_p=65$ А, $U_p=900$ В) при полной длительности импульса тока 25 мс. Измерения толщины наносимых покрытий производились с помощью растрового электронного микроскопа РЭМ-101.

Измерения плотности плазмы n_i в области, прилегающей к коллектору, с помощью подачи импульсного электрического смещения на коллектор относительно анода показали, что для режима $I_p=60$ А, $U_p=900$ В n_i составляет $\approx 3 \cdot 10^{12}$ см⁻³.

Характерные ВАХ сильноточного диффузного режима разряда для различных давлений, газов, материалов катодов, магнитных полей и условий предварительной ионизации приведены на рис. 3.5-3.7 (режим 3). Анализ ВАХ показал, что напряжение разряда слабо зависит от геометрии и напряженности магнитного поля, а также от материала катода и сохраняет постоянную величину $U_p \approx 70-140$ В в диапазоне токов $I_p \approx 5-1.8 \cdot 10^3$ А. Существует слабая, (в пределах 50В), зависимость его от рода газа. При переходе в режим 3 разряд распространяется на существенно большую поверхность катода чем в случае стационарного разряда.

В устройстве с профилированными электродами границы перехода разряда в режим 3 для каждого конкретного условия определяются достаточно четко, также как и условия срыва его в дуговой разряд 4. В плоском магнетроне граница перехода разряда в дуговой режим определяется по совокупности изменения напряжения на разряде и оптических исследований. Для определения структуры разряда в режимах 2 и 3 был проведен комплекс оптических исследований.

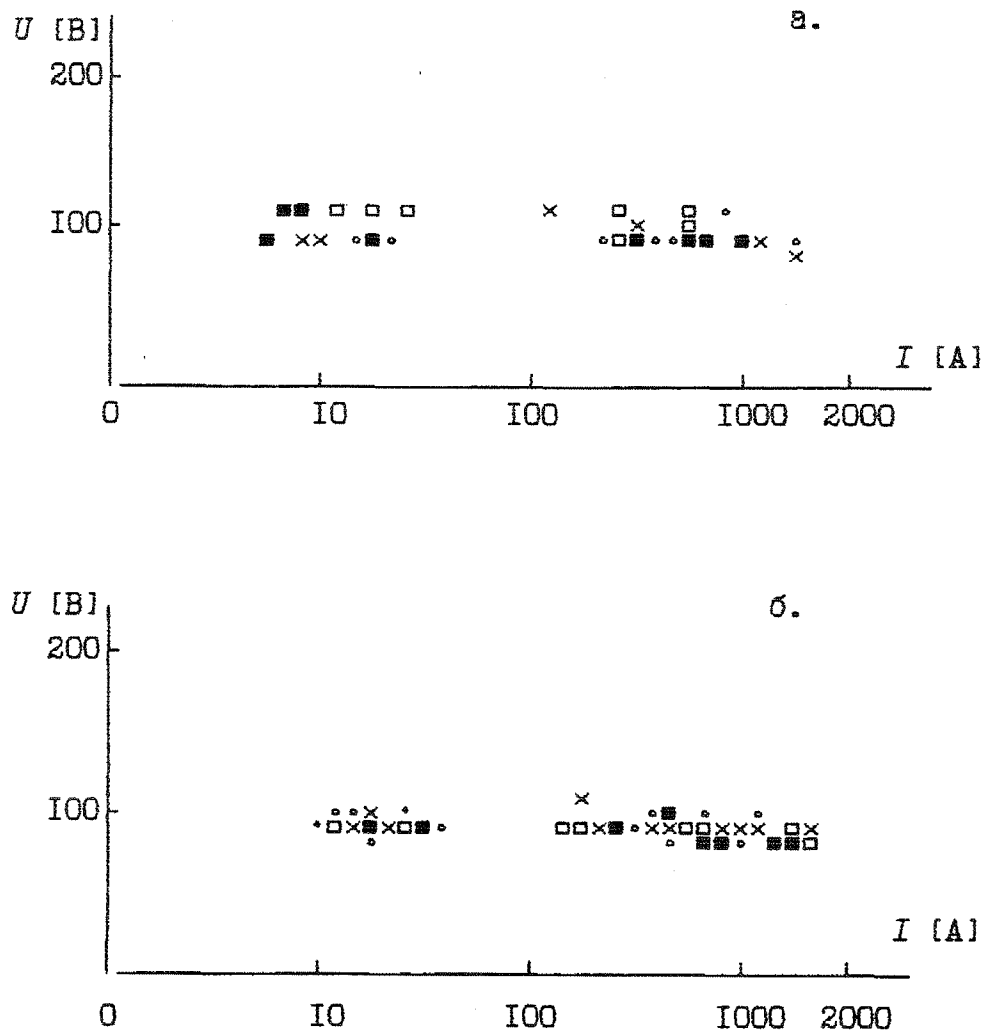


Рис.3.5 Вольт-амперные характеристики квазистационарного разряда. (разрядное устройство с профилированными электродами)

а - $p=0.05$ тор, рабочий газ - Ar.

б - $p=0.1$ тор, рабочий газ - Ar.

× - $B=1$ кГс, □ - $B=0.8$ кГс, • - $B=0.6$ кГс,

■ - $B=0.4$ кГс, + - $B=0$ кГс

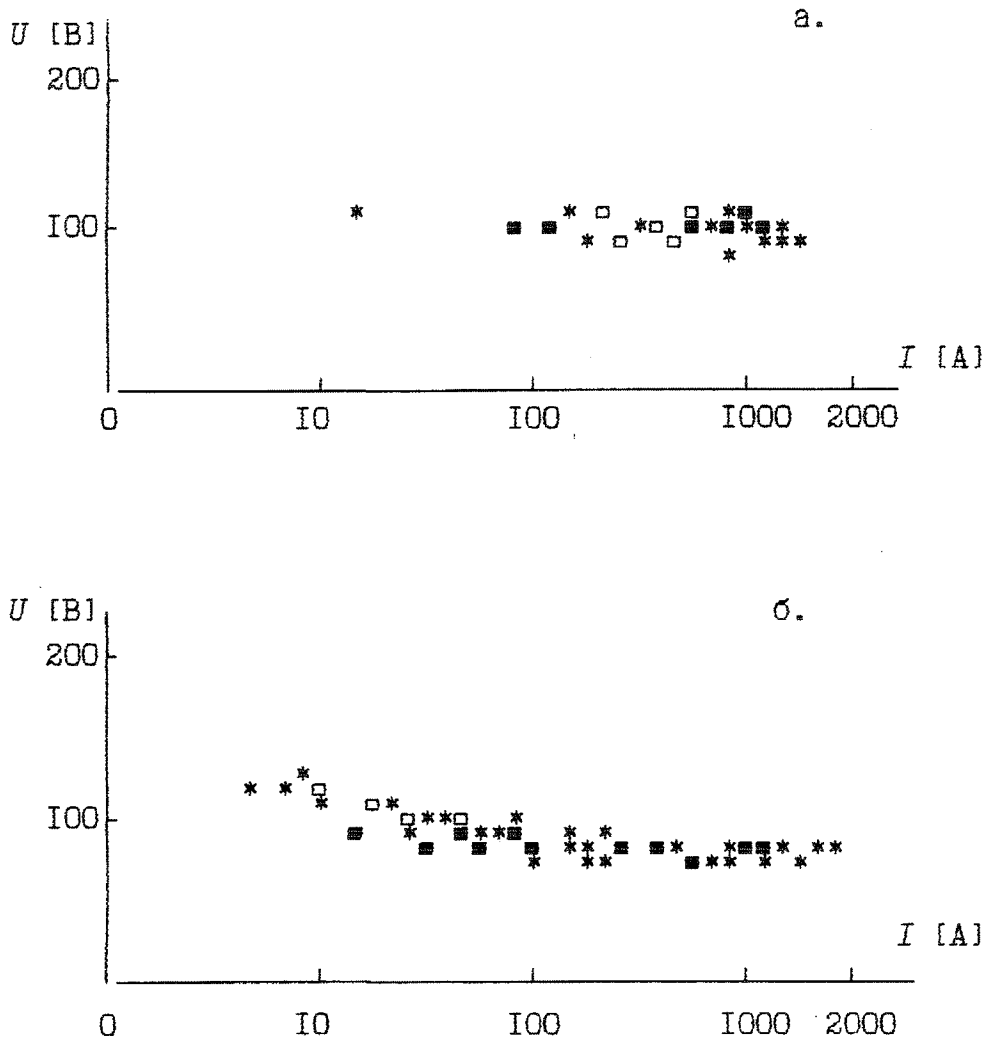


Рис.3.6 Вольт-амперные характеристики квазистационарного разряда. (разрядное устройство с профилированными электродами)

а - $p=0.05, 0.1, 1$ тор, $V=1$ кГс, рабочий газ - Ag/SF_6 .

б - $p=0.05, 0.1, 1$ тор, $V=1$ кГс, рабочий газ - He/H_2

□ - $p=0.05$ тор, ■ - $p=0.1$ тор, * - $p=1$ тор

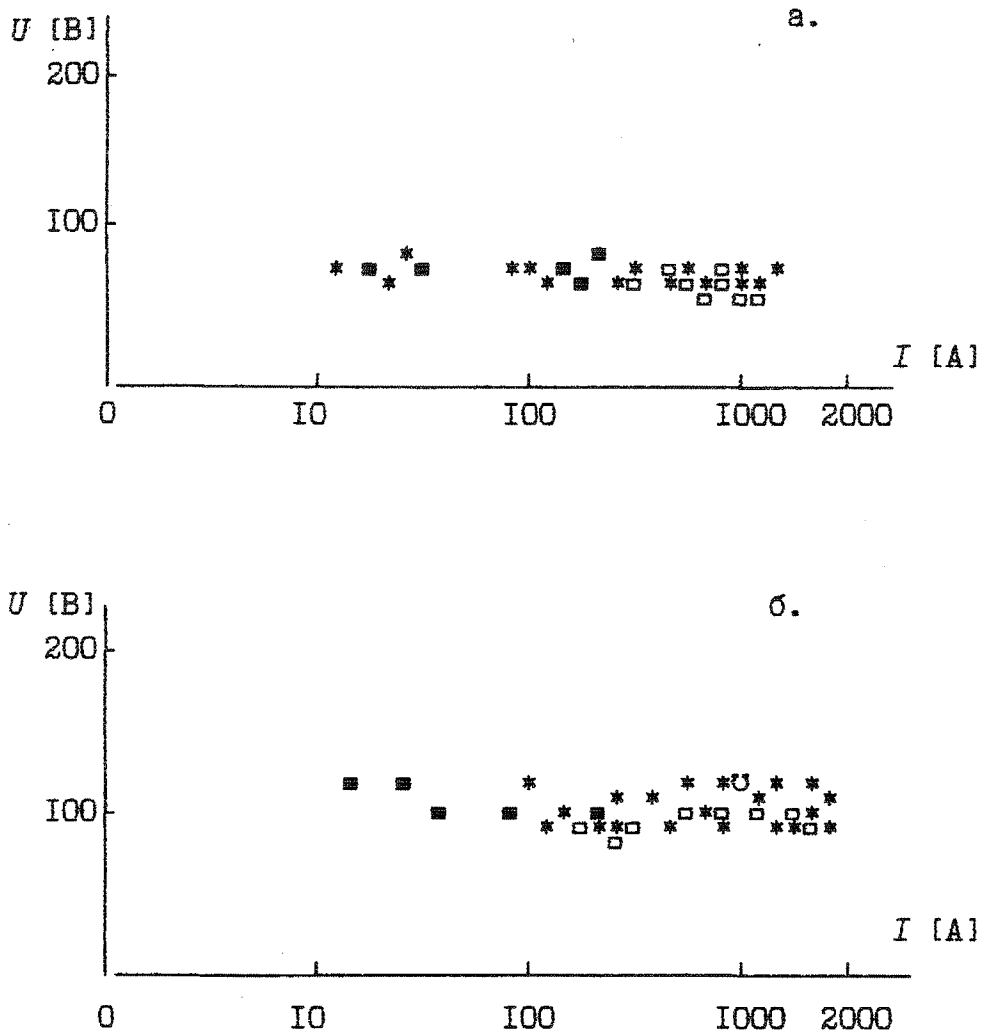


Рис.3.7 Вольт-амперные характеристики квазистационарного разряда. (планарный магнетрон)

а - $p=0.01, 0.1, 1$ тор, $v=0.7$ кГс, рабочий газ - Ar.

б - $p=0.01, 0.1, 1$ тор, $v=0.7$ кГс, рабочий газ - Ar/SF₆.

□ - $p=0.01$ тор, * - $p=0.1$ тор, ■ - $p=1$ тор

Фотографирование разряда осуществлялось через нейтрально серые фильтры с различным коэффициентом ослабления. Экспозиция и фильтры подбирались таким образом, чтобы исключить регистрацию излучения предварительного разряда. Из приведенных (рис.3.8) фотографий видно, что разряд имеет однородную структуру при токах до 225 и 1.5×10^3 А соответственно. При увеличении тока свыше максимальных значений указанных в табл.1, 2, или длительности импульса до 2×10 мс, наблюдалось развитие неустойчивости и контрагирование разряда. В планарном магнетроне переход в режим 3 приводил к размыванию кольцевой структуры предварительного разряда и распространению плазмы и тока по всей поверхности катода (рис.3.8). При увеличении тока или длительности импульса в этом устройстве также наблюдалось развитие неустойчивости с последующей локализацией плазмы и возникновением одного или нескольких катодных пятен.

Химический анализ поверхности коллектора показал отсутствие осаждения материала катода, что указывает на отсутствие распыления катода.

3.3 Применение импульсной зондовой методики для определения параметров плазмы и ионных потоков.

Определение локальных характеристик разряда, таких как электронная температура и плотность ионов в плазме разряда производилась с помощью стационарной и импульсной зондовой диагностики. Стационарные измерения применялись только для определения параметров плазмы предварительного разряда.

Семейства вольт-амперных характеристик зонда для разряда в Ag при $p = 10^{-2} \div 1$ тор $U_p \approx 300$ В, $I_p \approx 100$ мА в магнитном поле $B = 1$ кГс полученные с помощью традиционной зондовой методики позволили

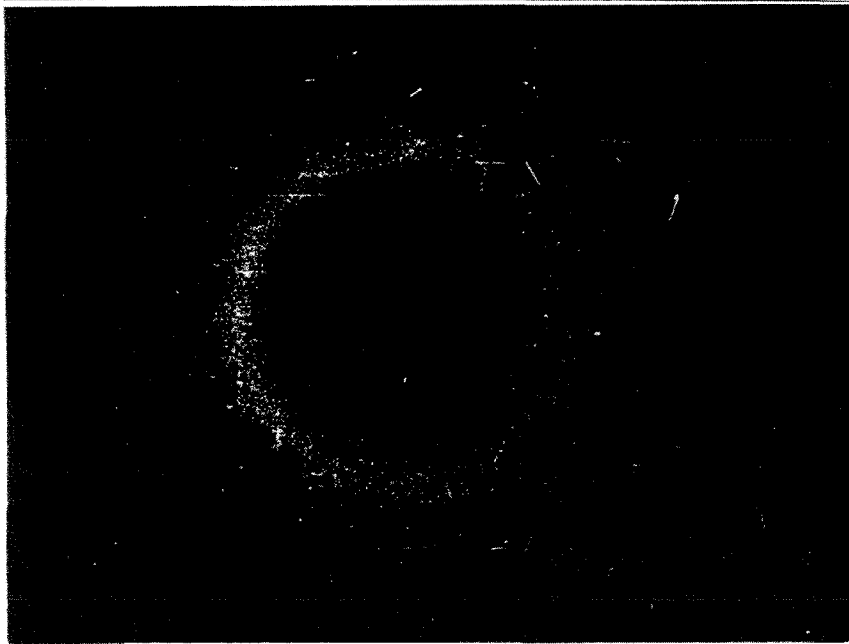


Рис.3.8а Режимы сильноточного квазистационарного разряда.
планарный магнетрон
I. сильноточный магнетронный



Рис.3.8а Режимы сильноточного квазистационарного разряда.

планарный магнетрон

2. сильноточный диффузный

3. дуговой

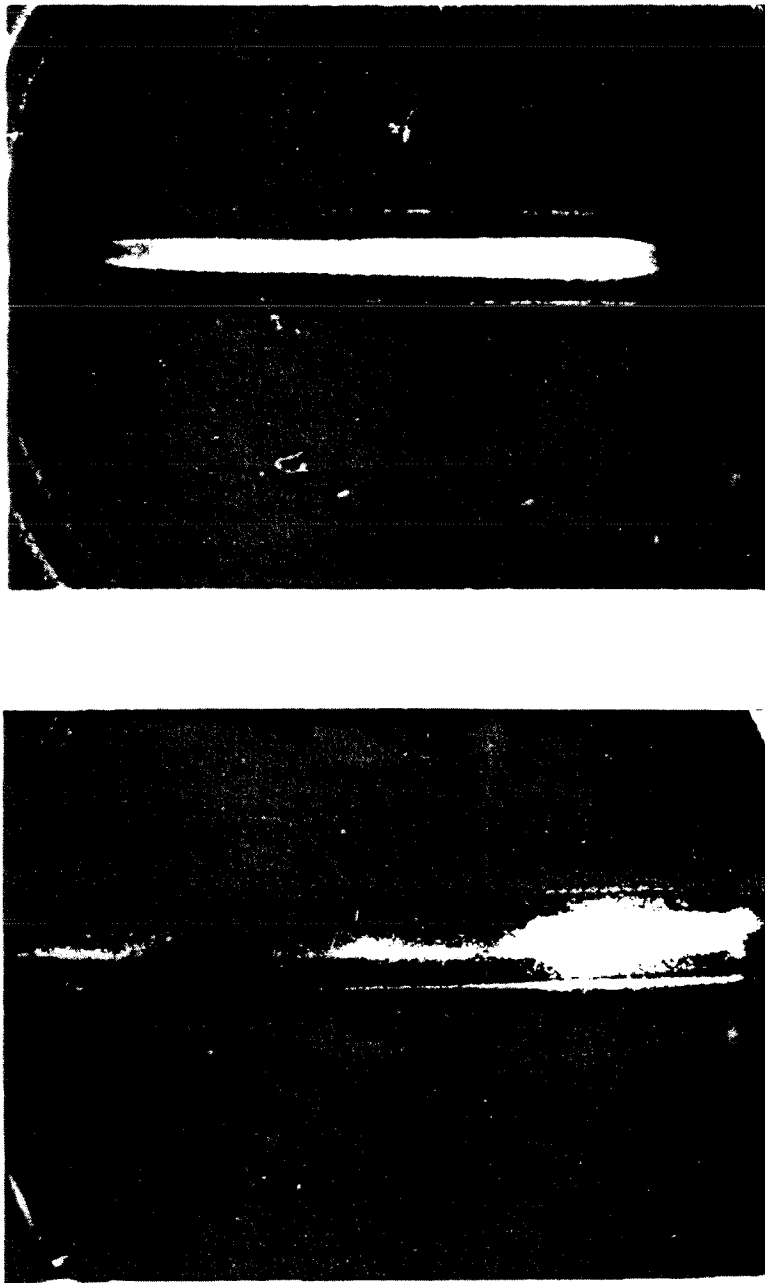


Рис.3.86 Режимы планеточного квазистационарного разряда.
устройства с профилированными электродами
1. сильноотечный диффузный
2. контрагированный (дуговой)

оценить плотность ионов $n_i \approx 10^9 \div 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (при различных давлениях).

С целью проверки работоспособности импульсной методики она была использована для определения параметров плазмы предварительного разряда в диапазоне $B=0 \div 1 \text{ кГс}$, $p=10^{-2} \div 1 \text{ тор}$, токов до 0.2 А . Из полученных после исключения времени характеристик следует, что электронная температура для указанного случая составляет $T_e \approx 20 \text{ эВ}$, а концентрация ионов $n_i \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Потенциал изолированного зонда оказался $\phi_f \approx 20 \text{ В}$. С уменьшением индукции магнитного поля наклон характеристик увеличивается, что свидетельствует об уменьшении температуры электронов, потенциал изолированного зонда при этом увеличивается. Из величины ионного тока насыщения следует, что плотность ионного тока на зонд в центре симметрии системы может достигать $3 \div 5 \text{ мА/см}^2$.

Отмечается хорошее совпадение параметров предварительного разряда, полученных при стационарных и импульсных измерениях, что свидетельствует об отсутствии заметных искажений, вносимых зондовой схемой.

Следует отметить, что установка зонда в центре симметрии электродной системы, где индукция магнитного поля равна нулю позволяет дальнейшую обработку и интерпретацию результатов производить без учета влияния магнитного поля.

Импульсные измерения параметров сильноточного квазистационарного разряда проводились в разрядном устройстве с профилированными электродами для диапазона $B=0 \div 1 \text{ кГс}$, $p=10^{-1} \div 1 \text{ тор}$, токов разряда до 1500 А в различных газовых средах. Предварительная ионизация создавалась стационарным разрядом с током до 200 мА . Синхронизация подачи импульса на зонд осуществлялась с задержкой $100 \div 500 \text{ мкс}$

относительно начала импульсного разряда т.е. измерения T_e и n_i производились после установления квазистационарного режима сильно-точного разряда. Характерные осциллограммы тока и напряжения зонда ($p=0.1$ тор, $B=0.8$ кГс, $U_p=90$ В, $I_p=360-900$ А, рабочий газ - Аг) представлены на рис.3.10.

По результатам зондовых измерений были проведены расчеты параметров плазмы. Полученные зависимости ионной концентрации в центре системы от тока квазистационарного разряда в режиме 3 в Аг для различных давлений и индукции магнитного поля показывают практически линейный рост плотности плазмы с увеличением тока разряда (рис.3.11) и составляет от $(2-2.5) \cdot 10^{14}$ см⁻³ при токах 360-540 А до $(1-1.5) \cdot 10^{15}$ см⁻³ при токах 1100-1400 А. Наибольшая измеренная плотность плазмы сильноточного диффузного разряда в Аг достигает $n_i \approx 1.5 \cdot 10^{15}$ см⁻³, при электронной температуре $T_e \approx 4-6$ эВ для тока разряда 1100 А, $B=0.8$ кГс, $p \approx 0.2$ Тор. Плотность ионного тока насыщения на зонд в этом случае составляет $j_{нас} \approx 11$ А/см². Наблюдается так же рост концентрации ионов при увеличении давления газа в разрядном промежутке, который сопровождался уменьшением электронной температуры (рис.3.12).

В разряде в He-N₂ смеси также наблюдается рост плотности плазмы с ростом тока, однако максимальная концентрация ионов при аналогичных условиях ($p=1.5$ Тор, $B=0.8$ кГс, $I_p \approx 1100$ А) составляет $n_i \approx 2.4 \cdot 10^{14}$ см⁻³.

Для высоких давлений газа электронная ветвь характеристики отличается от экспоненциальной тем сильнее, чем ближе потенциал отрицательного зонда к потенциалу плазмы [82], поэтому для определения электронной температуры использовались участки характеристики, соответствующие потенциалам, близким к потенциалу

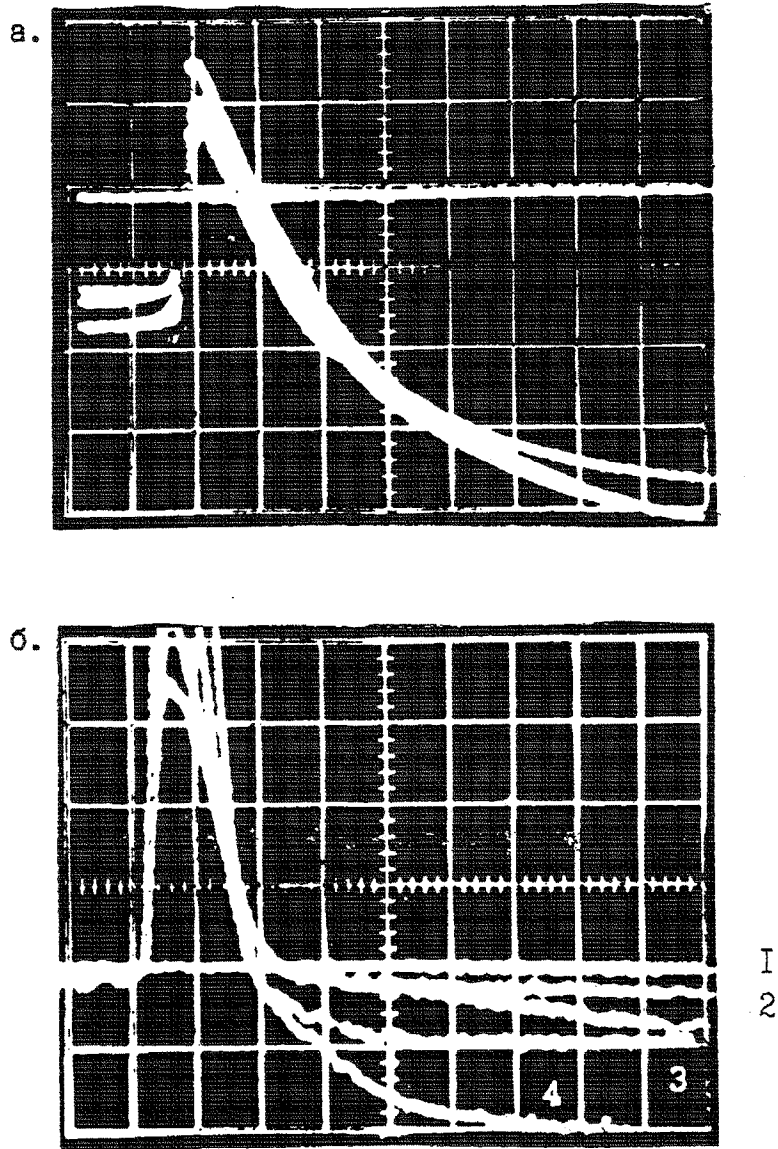


Рис.3.10 Осциллограммы напряжения (а) и тока (б) зонда

квазистационарный разряд, диффузный режим.

$r=0.1$ тор, $B=0.8$ кгс, $1 - I_p=360$ А,

$2 - I_p=432$ А, $3 - I_p=720$ А, $4 - I_p=900$ А,

10 В/дел, 10 мкс/дел.

0.5 А/дел, 10 мкс/дел.

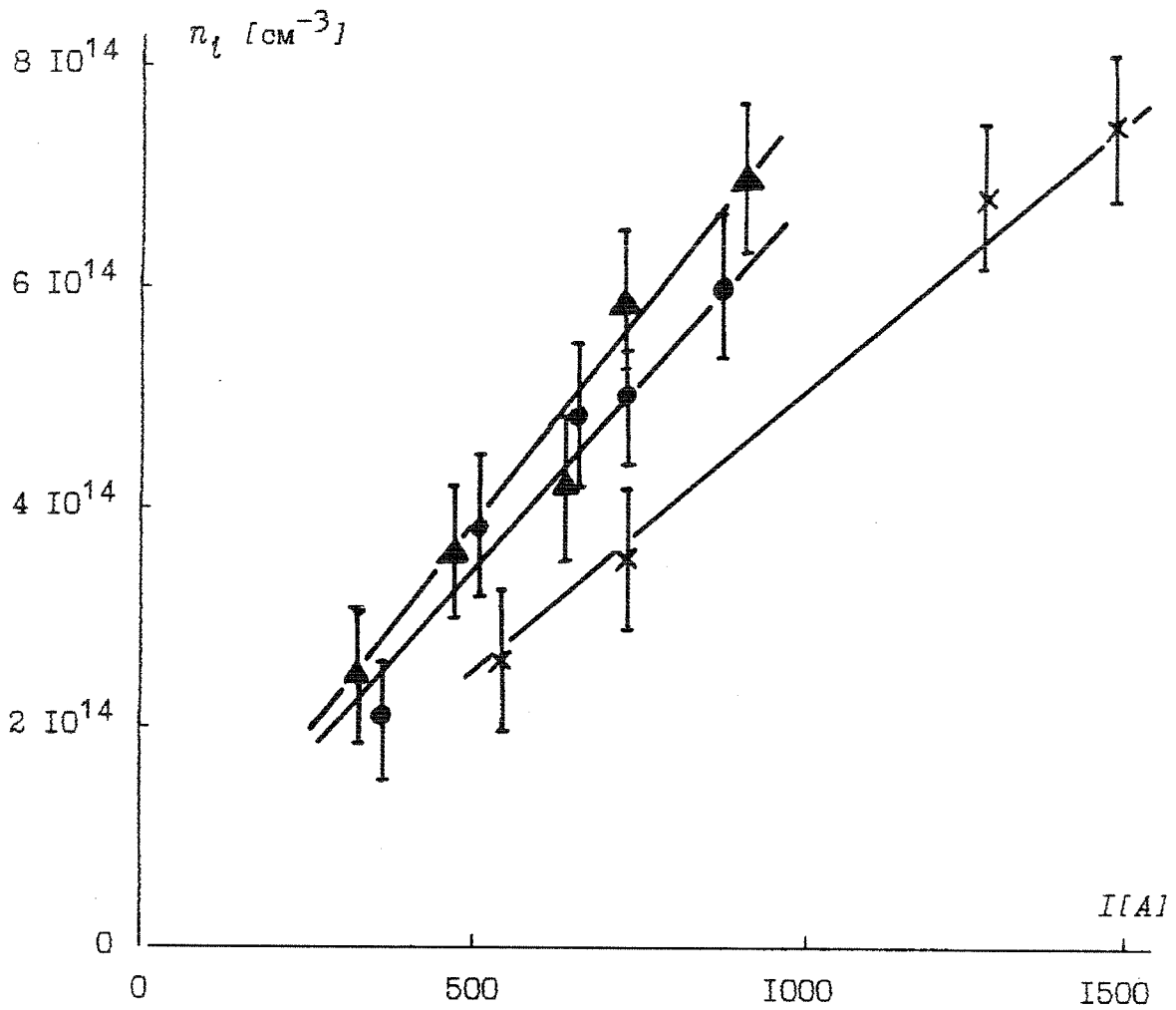


Рис. 3.11 График зависимости плотности плазмы от тока разряда
(устройство с профилированными электродами)

$B = 0.8$ кГс, Ar

- \blacktriangle - $p = 0.5$ Тор
- \bullet - $p = 0.3$ Тор
- \times - $p = 0.1$ Тор

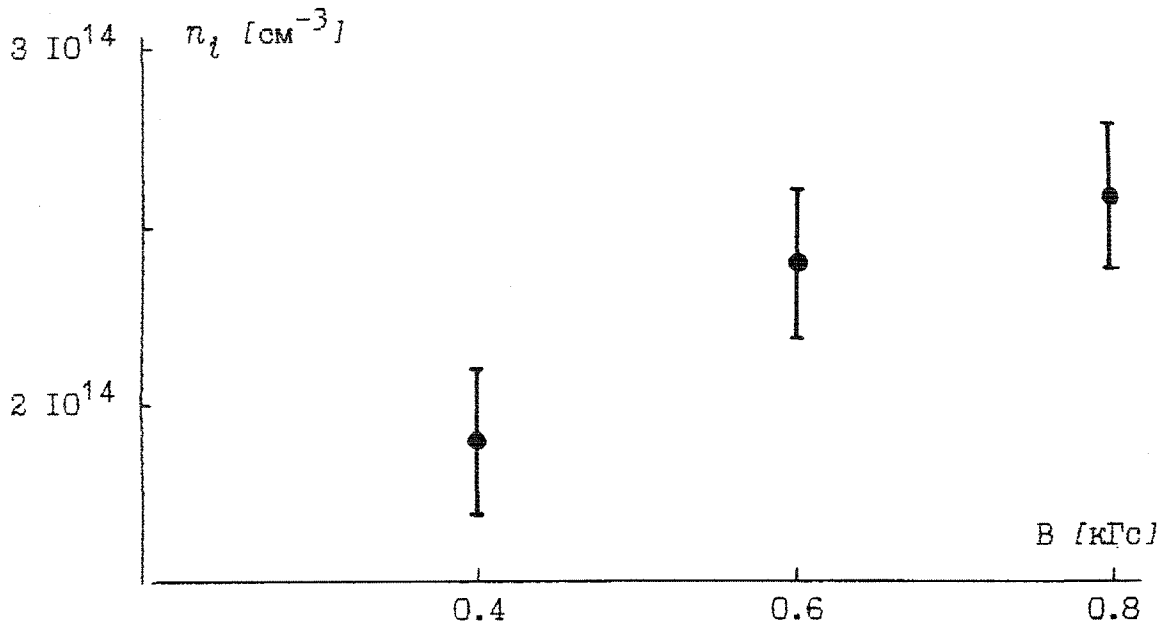


Рис. 3.12а График зависимости плотности плазмы от величины магнитной индукции $I_p=540$ А, $p=0.1$ Тор.

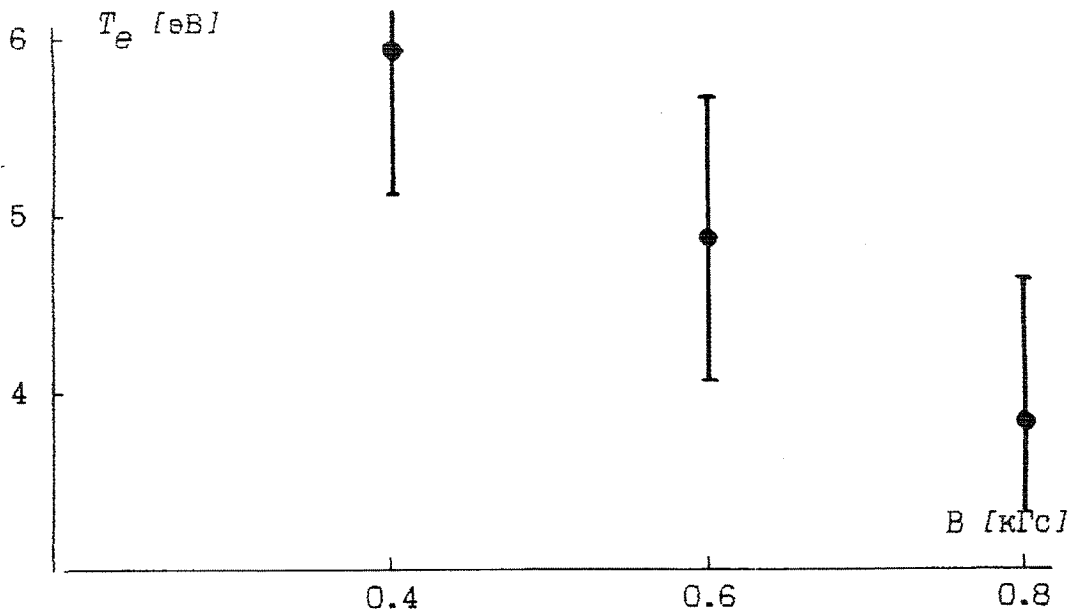


Рис. 3.12б График зависимости температуры электронов от величины магнитной индукции $I_p=540$ А, $p=0.1$ Тор.

изолированного зонда. В этом случае согласно [82] для восстановления электронной температуры допустимо использование методов расчета параметров разреженной плазмы.

3.4 Определение параметров плазмы разряда методом двухмодовой лазерной интерферометрии.

Определение электронной концентрации n_e плазмы сильноточного квазистационарного разряда производилось с использованием лазерной диагностики на основе активного трехзеркального двухмодового гелий-неонового лазерного интерферометра с пространственным и временным разрешением 1.5 мм и 10 нс соответственно [83-86]. Рабочий диапазон интерферометра составляет $10^{14} \leq n_e \leq 10^{16}$ см⁻², что в соответствии с зондовыми измерениями удовлетворяет условиям эксперимента. Измерения проводились на рабочей длине волны $\lambda=3.39$ мкм, соответствующей ближнему инфракрасному диапазону.

Измерения параметров сильноточного квазистационарного разряда проводились в разрядном устройстве с профилированными электродами в диапазоне давлений $p=5 \cdot 10^{-2}-3$ тор величин индукции магнитного поля $B=0,8-1$ кГс, токов разряда $I_p=350-1.2 \cdot 10^3$ А. Рабочий газ - аргон. базовым положением лазерного луча принималось положение при котором луч проходил через центр плазменного образования. Для определения пространственного распределения электронной концентрации в ряде случаев, например для разряда в Ar, $p=10^{-1}$ тор, $B=1$ кГс, $I_p=350-1100$ А координаты точек зондирования варьировались по радиусу относительно оси электродной системы. Зарегистрировано временное изменение интегрального (вдоль выбранного направления просвечивания) значения оптического показателя преломления в плазме, основной вклад в который вносит рефракция на свободных электронах.

Сглаженные зависимости линейной концентрации электронов $n_e l$ в плазме сильноточного диффузного разряда от радиуса плазменного образования приведены на рис.3.13 Сглаживание производилось методом наименьших квадратов для уменьшения погрешности при дальнейшей обработке результатов.

Восстановление пространственного распределения электронной концентрации n_e плазмы производилось с помощью интегрального преобразования Абеля методом Пирса [89-91]. В этом случае задача определения профиля электронной концентрации $\varphi(r)$ сводится к решению интегрального уравнения Абеля :

$$f(y) = 2 * \int_y^{r_0} [(\varphi(r) * r) \sqrt{(r^2 - y^2)}] * dr , \quad \text{где ...}$$

r_0 - радиус плазмы, y - характерное прицельное расстояние, $f(y)$ - суммарное излучение из различных элементов плазменного образования, расположенных вдоль одной хорды. Решение уравнения Абеля известно;

$$\varphi(r) = -(1/\pi) * \int_r^{r_0} [f'(y) \sqrt{(y^2 - r^2)}] * dy.$$

Однако применение его на практике затруднительно, что связано с чувствительностью этого решения к погрешностям построения экспериментальной кривой $f(y)$. Поэтому была произведена замена интеграла конечными суммами в исходном уравнении с применением численного метода Пирса. Следует отметить, что применение более сложных и трудоемких методов абелизации не дает заметных преимуществ по сравнению с методом Пирса.

Метод Пирса основан на том, что сечение плазменной конфигура-

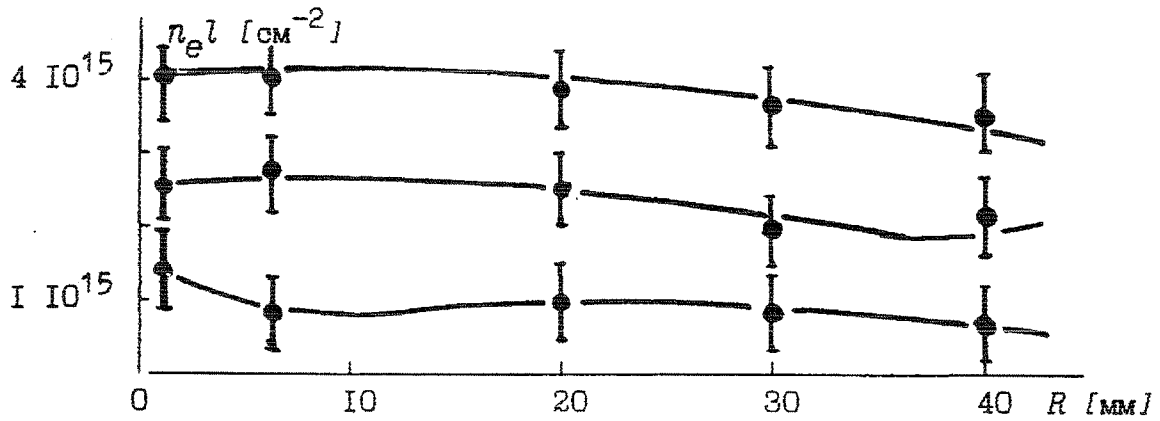


Рис. 3.11 График зависимости концентрации электронов в плазме от радиуса (Аргон, $p=0.1$ тор, $B=0.8$ кГс).

1 - $I_p=1080$ А, 2 - $I_p=810$ А, 3 - $I_p=540$ А.

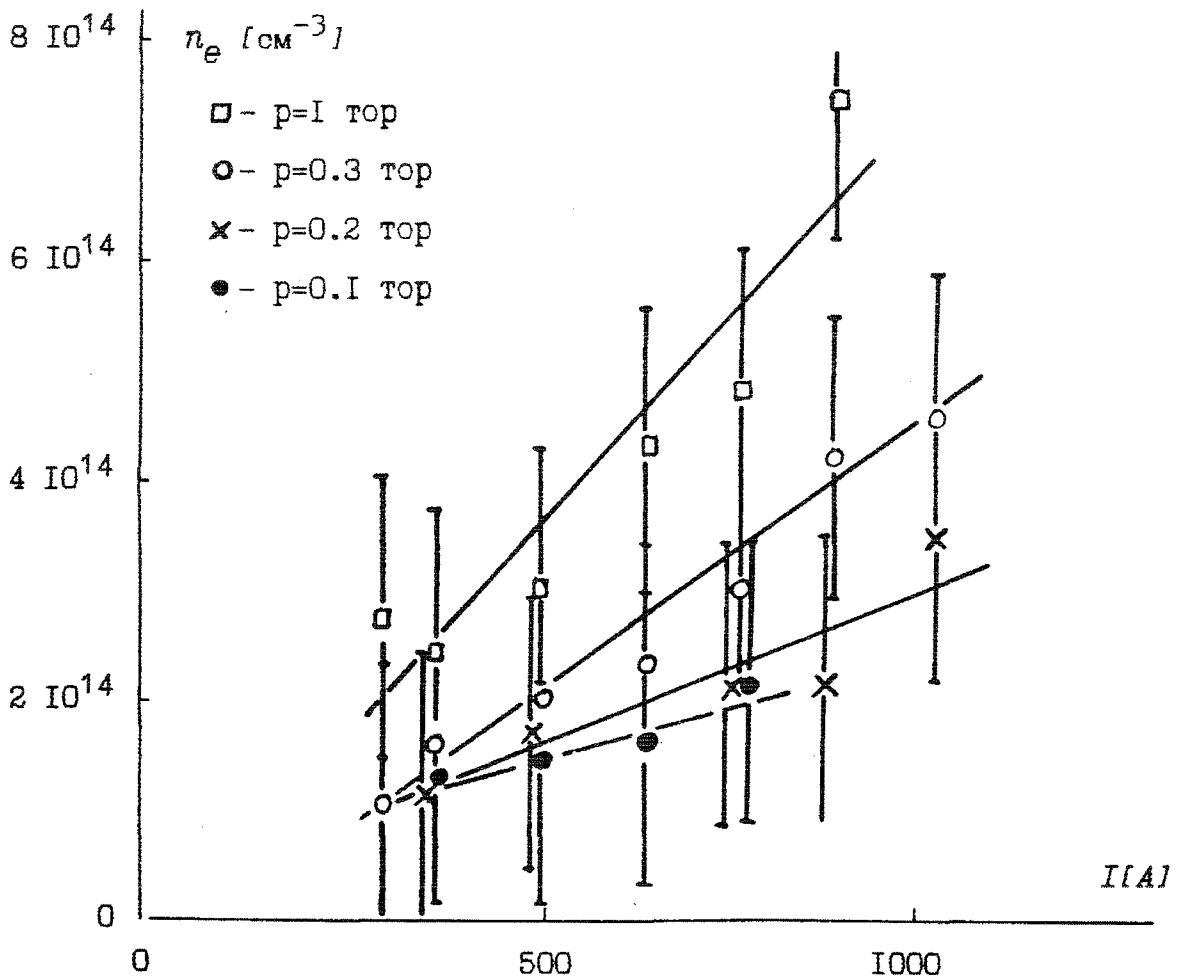


Рис. 3.11 График зависимости концентрации электронов в плазме от тока разряда (Аргон, $B=0.8$ кГс).

ции разбивается на кольцевые зоны и распределение $\varphi(r)$ аппроксимируется ступенчатой функцией. В пределах каждого кольца, ограниченного окружностями с радиусами r_j и r_{j-1} величина $\varphi_j = \text{const}$. При этом $r_j - r_{j-1} = r_0/m$, где m число таких колец. В данном случае сечение плазменного образования разбивалось на 10 кольцевых зон. Хорды, проведенные перпендикулярно оси y , разбивают сечение на полосы равной ширины. Каждой из полос приписывался номер i , который изменяется от 1 до 10. В наблюдаемую величину f_1 вносят вклад значения φ_j от φ_1 до φ_{10} , причем каждое из них входит с некоторым коэффициентом a_{1j} . Был произведен расчет этих коэффициентов.

Таким образом, величины f_1 есть суммы вида

$$f_1 = \sum_{j=1}^{10} a_{1j} \cdot \varphi_j.$$

Задача нахождения величин φ_j сводится к решению системы алгебраических линейных уравнений типа $A\varphi = f$. Соответствующий расчет [89] приводит к следующему выражению для оценки величины погрешности $\Delta\varphi$ при проведении абелизации:

$$\Delta\varphi_1 = (1.41 \cdot m) / (r_0 \cdot a_{11}) \cdot \Delta f_1.$$

Поэтому для уменьшения погрешности при восстановлении электронной концентрации в качестве функций $f(y)$ использовалось, сглаженное распределение $n_e l(r)$.

Полученное радиальное распределение $n_e(r)$ с учетом погрешности позволяет аппроксимировать его прямоугольным профилем с характерным размером порядка радиуса электродов (≈ 5 см).

По результатам интерферометрических измерений были проведены расчеты параметров плазмы. Полученные зависимости средней элек-

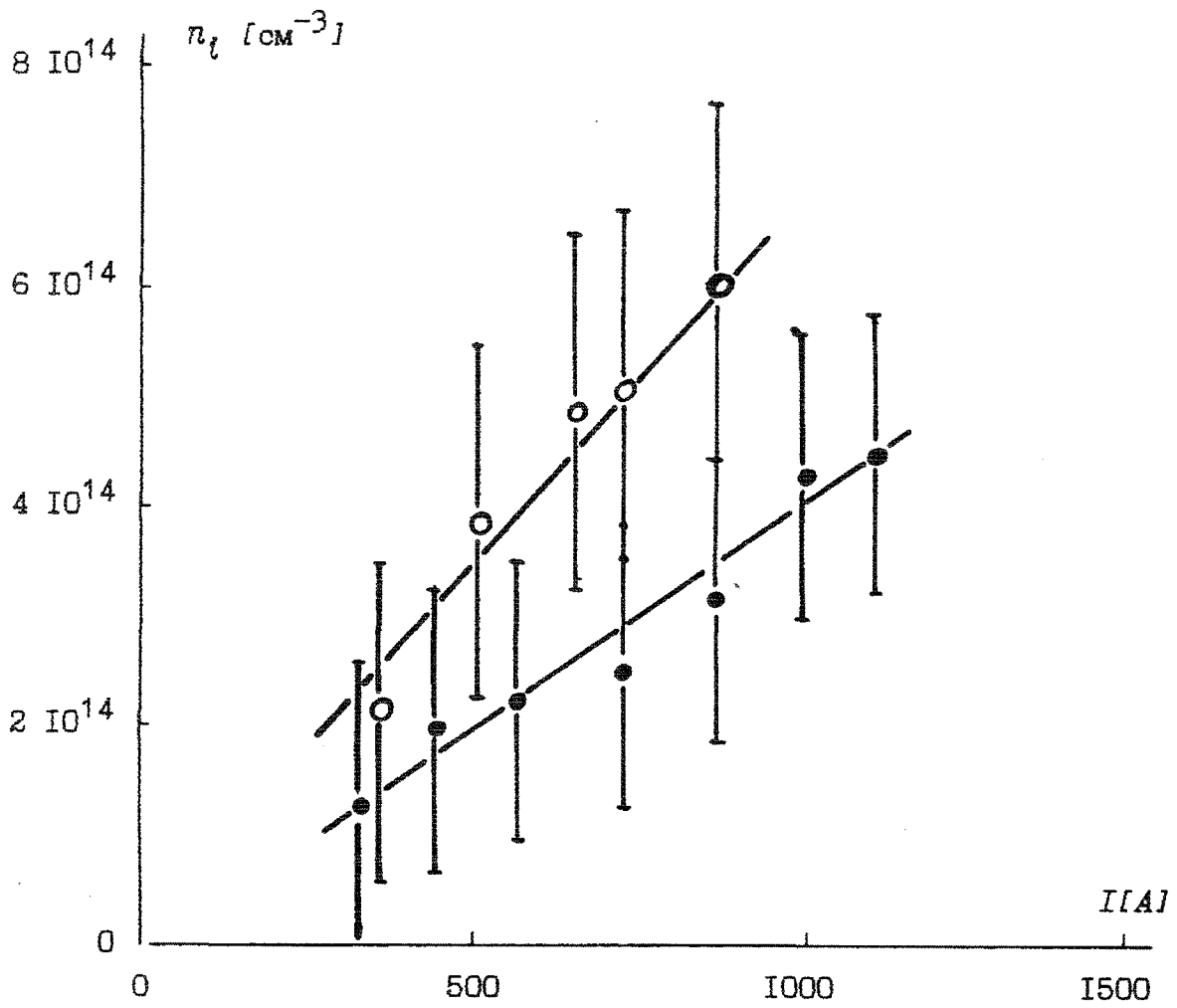


Рис. 3.15 Графики зависимостей средней плотности плазмы от тока квазистационарного разряда
Аргон, $p=0.3$ тор, $B=0.8$ кГс
○ - зондовая диагностика
● - лазерная диагностика

тройной концентрации плазмы квазистационарного разряда в сильноточном диффузном режиме (режим 3) для различных давлений и индукции магнитного поля показывают практически линейный рост плотности плазмы с увеличением тока разряда и составляют $\langle n_e \rangle \approx (2-8) 10^{14} \text{ см}^{-3}$ при токах разряда $I_p = 350-1.2 \cdot 10^3 \text{ А}$ (рис.3.14), что удовлетворительно согласуется с данными зондовых измерений.

Сравнение зависимостей $\langle n_e \rangle(I_p)$ для лазерных и $n_t(I_p)$ в центре симметрии электродной системы для зондовых измерений представлены на рис.3.15 ($p=3 \cdot 10^{-1}$ тор, $B=0.8 \text{ кГс}$, Ar), что подтверждает высокую плотность плазмы и степень ионизации сильноточного диффузного режима разряда низкого давления в скрещенных ЕхН полях.

Анализ зависимостей средней концентрации электронов в плазме от тока показал, что при увеличении давления рабочего газа угол наклона графика $\langle n_e \rangle(I_p)$ к оси тока увеличивается. При этом экстраполяция зависимостей $\langle n_e \rangle(I_p)$ в область малых токов ($I_p < 100 \text{ А}$) указывает на возможность существования критической плотности плазмы $n_e \approx 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, достижение которой по-видимому и определяет переход разряда в режим 3.

Обсуждение результатов.

Исходя из экспериментальных ВАХ разряда в различных условиях построена обобщенная вольт-амперная характеристика квазистационарного разряда низкого давления в магнитном поле (рис.3.16). Участки 1,4 соответствующие стационарному магнетронному и дуговому разрядам присутствуют во все диапазоне давлений и магнитных полей. Их свойства достаточно полно представлены в [28,34].

В диапазоне токов 0.2-250 А имеет место сильноточный магне-

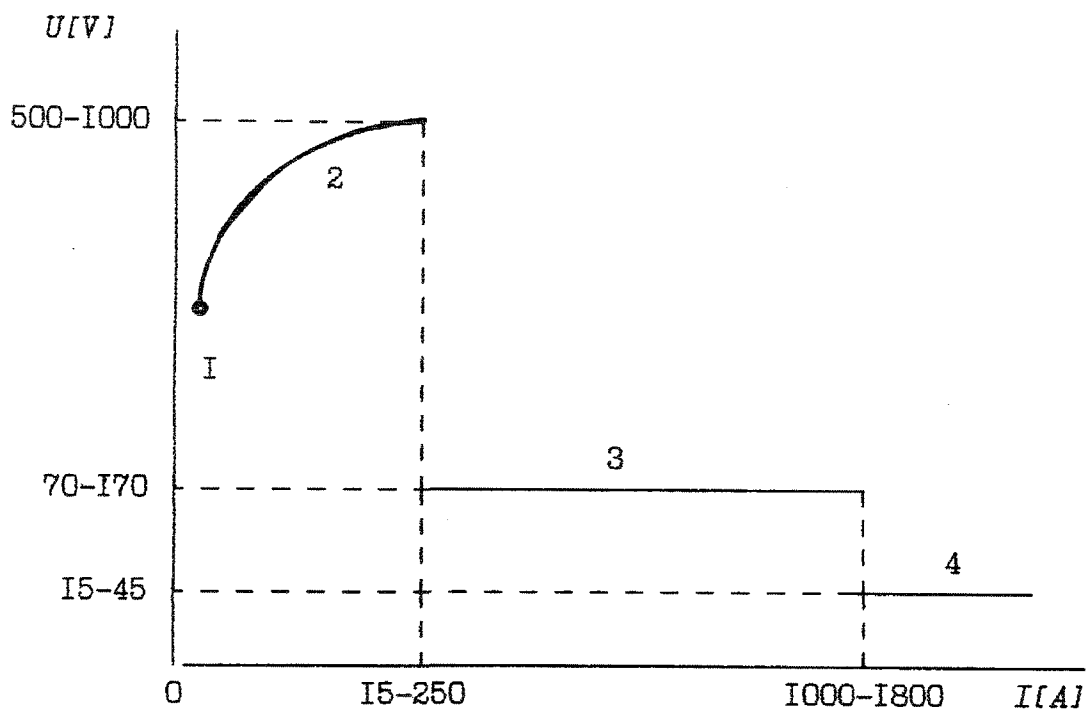


Рис.3.16 Обобщенная вольт-амперная характеристика квазистационарного разряда.

тронный разряд (участок 2) с растущей до некоторого критического тока, а затем постоянной вольт-амперной характеристикой. Разряд этого вида обладает сравнительно высоким (до 1.2 кВ) напряжением горения и реализуется с наибольшей вероятностью в диапазоне давлений $2 \cdot 10^{-3} \div 10^{-1}$ Тор.

Вид зависимости $U_p(I_p)$ в режиме 2, отсутствие контракции разряда, близкий диапазон давлений и магнитных полей позволяет предположить, что структура разряда этого вида сходна со структурой сильноточного разряда [64], однако более высокое напряжение горения 500-1200 В (при 300-500 В согласно [64]) делает существенным влияние распыления материала катода.

Исходя из измеренных плотностей тока и первоначальной плотности рабочего газа (n_g) была сделана оценка равновесной средней плотности атомов материала катода (n_k) в плазме разряда. Уравнение ожидаемой концентрации атомов материала катода в плазме разряда при этом имеет вид

$$t \frac{\partial n_k}{\partial t} + n_k = S_{\Gamma-k} \beta_{\Gamma} n_{\Gamma} \frac{V_{\Gamma}^T}{\langle V_k \rangle} + \frac{1}{4} S_{k-k} \beta_k n_k \frac{V_k^T}{\langle V_k \rangle} \quad (I)$$

(получено из одномерного уравнения непрерывности), где $S_{\Gamma-k}$, S_{k-k} коэффициенты распыления и самораспыления материала катода, V_{Γ}^T, V_k^T средние тепловые скорости атомов рабочего газа и материала катода, $\langle V_k \rangle$ - усредненная по угловому распределению компонента скорости эмиттированных атомов, перпендикулярная к поверхности катода, β_{Γ} , β_k - степень ионизации атомов газа и материала катода.

Стационарным решением (I) является:

$$n_k = \frac{\frac{1}{4} S_{\Gamma-k} \beta_{\Gamma} n_{\Gamma} \frac{V_{\Gamma}^T}{\langle V_k \rangle}}{1 - \frac{1}{4} S_{k-k} \beta_k \frac{V_k^T}{\langle V_k \rangle}}$$

Оценка для разряда в Ar, горящем на медном катоде при давлении $1 \cdot 10^{-2}$ Тор, $I_p = 65A$, $U_p = 900B$ показала, что содержание меди в плазме может достигать в этих условиях 30% и расти с ростом степени ионизации.

Область существования режима 2 приведена в табл. I. В таблице указаны предельные значения по каждому из параметров разряда реализующиеся независимо друг от друга.

При токах $10-1.8 \cdot 10^3$ А возникает сильноточный диффузный режим 3, напряжение горения которого лежит в пределах $U_p \approx 70-140$ В в зависимости от рода газа. Режим 3 реализуется преимущественно в диапазоне давлений $10^{-2}-5$ Тор независимо от вида разрядного устройства, рода газа, материала катода. Не является обязательным и наличие предионизации, хотя вероятность перехода в дугу в этом случае увеличивается. Плотность катодного тока сильноточного диффузного разряда может достигать 75 A/cm^2 .

Область существования режима 3 в обоих разрядных устройствах для различных материалов катода, давления и рода газа приведены в табл. 2.

Следует особо отметить, что границы режимов 2 и 3 в значительной степени зависят от длительности импульса тока $\tau_{и}$. С уменьшением $\tau_{и}$ переходные токи возрастают.

Качественная картина перехода сильноточного магнетронного разряда в низковольтную форму по-видимому аналогична поведению аномального тлеющего разряда при средних давлениях и больших плот

Разрядн. устр-во	Материал катода	Газ	В кГс	Давление Тор	Напряжение В	Ток А
I	Cu	Ar	0.4÷1.0	$10^{-2} \div 10^{-1}$	260÷990	0.2÷15
	Cu	He/H ₂ 50/50 %	0.4÷1.0	$5 \cdot 10^{-2} \div 1$	320÷950	0.2÷36
	Cu	He/H ₂ 50/50 %	0.8÷1.0	$5 \cdot 10^{-2} \div 1$	400÷650	9÷120
II	Cu	Ar	0.3÷0.7	$10^{-3} \div 5 \cdot 10^{-1}$	540÷990	0.2÷72
	Tl	Ar	0.3÷0.7	$10^{-3} \div 5 \cdot 10^{-1}$	540÷1100	0.2÷250
	Tl	N ₂	0.3÷0.7	$10^{-3} \div 5 \cdot 10^{-1}$	540÷720	0.2÷180
	Tl	Ar/N ₂ 90÷10 % Ar	0.3÷0.7	$10^{-3} \div 5 \cdot 10^{-1}$	540÷900	0.2÷140

Таблица I. Области существования и режимы сильноточного магнетронного разряда.

I - устройство с профилированными электродами

II - планарный магнетрон

Разрядн. устр-во	Материал катода	Газ	В кГс	Давление Тор	Напряжение В	Ток А
I	Cu	Ar	0.4÷1.0	$10^{-2} \div 5$	80÷110	15÷1500
	Cu	Ar/SF ₆ 80/20 %	0.4÷1.0	$2 \cdot 10^{-2} \div 3$	80÷120	7÷1200
	Cu	He/H ₂ 50/50 %	0.8÷1.0	$5 \cdot 10^{-2} \div 3$	70÷120	7÷1800
II	Cu	Ar	0.3÷0.7	$10^{-2} \div 1$	65÷90	4÷800
	Mo	Ar	0.3÷0.7	$5 \cdot 10^{-2} \div 1$	65÷90	4÷1200
	Mo	Ar/SF ₆ 80/20 %	0.3÷0.7	$10^{-2} \div 1$	90÷135	18÷1800
	Mo	SF ₆	0.3÷0.7	$10^{-2} \div 5 \cdot 10^{-1}$	90÷135	4÷1600
	Нерж. сталь	Ar/SF ₆ 80/20 %	0.3÷0.7	$10^{-2} \div 1$	90÷135	18÷1200

Таблица 2. Области существования и режимы сильноточного диффузного разряда.

I - устройство с профилированными электродами

II - планарный магнетрон

ностях тока [28]. В этом случае становится существенным нагрев газа и рост электронной плотности, что способствует установлению частичного равновесия в плазме разряда и переходу в режим с меньшим напряжением горения.

Упрощенное квазистационарное уравнение для газовой температуры в режиме 2 имеет вид

$$(T_g - T_0) M_g C_p \nu_T = P_g \quad (2)$$

где P_g - тепловая мощность расходуемая на нагрев газа, T_g - установившаяся температура газа, T_0 - температура электродов, M_g - масса газа в разрядном объеме, C_p - теплоемкость при постоянном давлении, $\nu_T = \frac{\chi}{\Lambda_T^2}$ - частота теплоотвода, $\chi = \frac{\lambda}{M n_g C_p}$ - температуропроводность, Λ_T - характерная длина теплоотвода, λ - теплопроводность газа, соответствующая установившейся температуре, M - атомная масса, n_g - концентрация молекул газа. Уравнение баланса энергии газа учитывает геометрию разрядной области, поэтому при оценке температуры реальный профиль электродов заменен плоским с площадью S и межэлектродным расстоянием L , соответствующим рабочему сечению при заданных режимах. Для плоского слоя толщиной $2L$ $\Lambda_T = L/\pi$. Тепловую мощность расходуемую на нагрев газа можно оценить из баланса мощности

$$P_g = I_p U_p - \frac{I_p}{e\eta}$$

где $I_p U_p$ - полная мощность выделяющаяся в разрядном объеме, $\frac{I_p}{e\eta} = P_{\text{неупр}}$ - мощность выводимая из разрядного объема за счет ионизации, e - заряд электрона, I/η - константа Столетова, соответствующая величине E/n характерной для катодного слоя.

В условиях типичных для перехода разряда из режима 2 в режим

3: $I_p \approx 15$ А, $U_p \approx 300$ В, $p=1$ Тор, $B=0$, рабочий газ Аг, эффективный размер разрядной области: $L \approx 1$ см, $S \approx 60$ см², температура газа может достигать $T_g \approx 1.1$ эВ.

Из выражения (2) следует, что

$$T_g \approx \frac{P}{S C_p \nu_T} = \frac{1}{\pi^2} \frac{L}{S} \frac{I_p U_p - \frac{I_p}{e \eta}}{\lambda} \quad (3)$$

т.е. температура газа не зависит от его плотности. Действие магнитного поля сводится к ограничению электронной теплопроводности и обеспечению достаточного числа столкновений для эффективной передачи энергии от электронов газу.

Согласно [28] в случае, когда роль амбиполярной диффузии мала, при достаточно больших плотностях плазмы $n_e > n_e^{KP}$ степень ионизации может определяться из уравнения Саха. Величина n_e^{KP} определяется экспериментально и зависит от энергетической высоты первого возбужденного уровня.

В приближении цилиндрического слоя средняя скорость диффузионных потерь заряженных частиц может быть представлена в виде [73]

$$\left(\frac{dn}{dt} \right)_{diff} = D_{ам} \Delta n = -\nu_D n \approx -\frac{D_{ам}}{\Lambda^2} n$$

где ν_D - частота диффузии, Λ - характерная диффузионная длина зависящая от геометрии разрядной области. При наличии магнитного поля она определяется наибольшей из частот, характеризующих уход

частиц на электроды $\nu_{Dэл} \approx \frac{(T_e + T_t)(\nu_{eат} + \nu_{et})}{\pi \omega_e^2 + (\nu_{eат} + \nu_{et}) \mu_{tat} \nu_{tat}} \left(\frac{\pi}{L} \right)^2 n_e$ и через

боковую поверхность разрядного объема $\nu_{Dбок} \approx \frac{(T_e + T_t)}{\mu_{tat} \nu_{tat}} \left(\frac{2.4}{R} \right)^2$ [92]

где R - радиус разрядной области, ω_e - ларморовская частота электронов, $\nu_{eat}, \nu_{et}, \nu_{iat}$ - частота электрон-атомных электрон-ионных и ион-атомных столкновений, μ_{iat} - приведенная масса. Сравнение частоты диффузии, ионизации и рекомбинации для Ar в области существования режима 3, допускает возможность установления частичного равновесия в плазме разряда.

Оценки плотности плазмы, соответствующей температуре $T_g = T_i \approx 1.1$ эВ показали, что согласно

$$\frac{\alpha^2}{1-\alpha^2} = \frac{g_i}{g_g} \left[\frac{2\pi m}{h^2} \right]^{3/2} \frac{(kT)^{3/2}}{n_g + n_i} \exp\left\{ -\frac{eU_i}{kT} \right\} \quad (6)$$

где $g_i=6$ (Ar) $g_g=1$ - статистический вес ионов и атомов, m - масса электрона, U_i - потенциал ионизации Ar, степень ионизации $\alpha = \frac{n_e}{n_g + n_i}$ изменяется от $\alpha \approx 1$ ($p=0.01$ Тор) до $\alpha \approx 0.7$ ($p=1$ Тор), т.е. плотность плазмы при переходе разряда в режим 3 превышает $n_e \geq 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

Согласно [73] механизм термоионизации требует существенно меньшего напряжения на разряде для поддержания тока, чем ионизация электронным ударом, что по-видимому обуславливает переход разряда в низковольтную форму.

Температуру газа и соответствующую ей степень ионизации в режиме 3 также можно оценить из уравнений (2), (3), учитывая изменение баланса мощности. Баланс мощности, затрачиваемой на нагрев нейтрального газа в случае режима 3 имеет вид

$$P_g = I_p U_p - \frac{I_p}{e} (\epsilon_i + \frac{3}{2} kT_e + \frac{3}{2} kT_i)$$

где ϵ_i - энергия ионизации т.к. ростом тока в отличие от (2) возрастает доля энергии уносимой заряженными частицами. Аналогично плазме столба дуги средних давлений температуру ионов T_i можно приближенно считать равной температуре атомов T_g [9], вследствие

того, что массы ионов и атомов совпадают, потери энергии ионов на нагрев атомов очень велики (средняя доля энергии, теряемая ионом при упругом соударении $\delta_{ig} \approx 1$), кроме того из-за большой массы ионов их нагрев электрическим полем невелик и основную энергию они также как и нейтральный атомы получают в упругих столкновениях с электронами. Пренебрегая температурой электродов $T_0 \ll T_g$ для режима 3

$$T_g = \frac{I_p U_p - \frac{I_p}{e} (z_i + \frac{3}{2} k T_e)}{M_g C_p \nu_T + \frac{3}{2} k \frac{I_p}{e}} \quad (8)$$

Для типичных параметров разряда в режиме 3 например $I_p = 540$ А, $U_p = 90$ В, $p = 0.1$ Тор, $\nu = 0.8$ кГц температура газа составляет $T_g \approx 3.2$ эВ, а для $I_p = 1500$ А $T_g \approx 5.4$ эВ. На основе соответствующих им зондовых измерений плотности плазмы можно оценить падение напряжения на плазме разряда в этих случаях $U_{II} \approx 40 \div 36.5$ В, что определяет температуру газа $T_g \approx 3.2 \div 8.5$ эВ. Оценка температуры газа является явно завышенной за счет роста вклада излучения в потери тепла из разрядной области, однако свидетельствует о возможности поддержания степени ионизации $\alpha \approx 1$ на стадии режима 3.

Из экспериментальных данных видно, что переход разряда в низковольтную форму возможен в условиях, когда плотность плазмы может достигать некоторой критической величины n_e^{KP} , соответствующей достаточно малому дебаевскому радиусу. Это позволяет предположить бесстолкновительный характер катодного слоя в режиме 3. Вследствие того, что отрицательный потенциал катода в данных условиях много больше потенциала изолированного зонда можно предположить, что на катод из плазмы поступает ионный ток насыщения, частично компенсированный электронной эмиссией. Тогда толщина слоя

положительного объемного заряда у поверхности катода будет определяться

$$l_k = \left(\frac{8}{9}\right)^{1/2} \left(\frac{M}{m}\right)^{1/4} \left(\frac{eU_k}{kT_e}\right)^{3/4} \left(\frac{kT_e}{4\pi e^2 n_e}\right)^{1/2} \quad (9)$$

Сравнение l_k , соответствующего электронной плотности при которой происходит переход в режим 3 с длиной свободного пробега электронов λ_{eat} ; λ_{ei} (высокие давления) и высотой траектории электрона над поверхностью катода [50] $h_e = \frac{2mc^2}{e} \frac{\langle E_k \rangle}{B_r^2}$ при движении в скрещенных полях (низкие давления) подтвердило указанное предположение во всем диапазоне токов перехода, давлений, магнитных полей, причем увеличение n_e с ростом тока лишь усиливает условие $l_k \leq \lambda_{eat}; \lambda_{ei}; h_e$

Уравнение Пуассона для бесстолкновительного слоя разряда в режиме 3 по-видимому аналогично слою дуги с холодным катодом [73].

$$\begin{aligned} -\frac{d^2U}{dx^2} &= 4\pi e(n_i - n_e) \\ J_e &= Sj = en_e V_e \\ J_i &= (1-S)j = en_i V_i \\ V_e &= \left(\frac{2eU}{m}\right)^{1/2} \\ V_i &= \left(\frac{2e(U_k - U)}{M}\right)^{1/2} \end{aligned} \quad (10)$$

$$S = \frac{\gamma}{1+\gamma} = \frac{j_e}{j_e + j_i}$$

$\gamma = \gamma_{ie} + \gamma_{hv}$ - коэффициент вторичной эмиссии обусловленный как ион-электронной так и фотоэмиссией.

Считая, что на границе плазмы $E_{пл} = 0$ при $U = U_k$ получим, что напряженность электрического поля у поверхности катода

$$E_k = \left\{ \frac{16\pi}{(2e)^{1/2}} [(1-S)M^{1/2} - Sm^{1/2}] \right\}^{1/2} U_k^{1/4} j^{1/2} \quad (II)$$

а величина катодного падения соответственно

$$U_k = \left\{ \frac{12\pi}{(2e)^{1/2}} [(1-S)M^{1/2} - Sm^{1/2}] \right\}^{2/3} j^{2/3} l_k^{4/3} \quad (I2)$$

Из зондовых измерений следует практически линейная зависимость плотности плазмы от тока разряда, в тоже время $l_k \sim \frac{1}{n_e^{1/2}}$ т.е.

$U_k \sim j^{2/3} \left\{ \frac{1}{j^{1/2}} \right\}^{4/3}$ не зависит от j , что и наблюдается экспериментально.

Из вышеуказанного следует, что начиная с $n_e \geq 10^{13.5} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$ сильноточный квазистационарный разряд характеризуется наличием бесстолкновительного катодного слоя с напряжением слабо зависящим от тока и областью плазмы, являющейся активной зоной разряда с преобладанием термического механизма ионизации.

В области низких давлений $p < 0.01 \text{ Тор}$ и средних магнитных полей $B < 1 \text{ кГс}$, по-видимому необходимая плотность плазмы не достигается и сильноточный магнетронный разряд (режим 2) существует в области больших токов, чем токи перехода, характерные для области существования режима 3 и переходит непосредственно в дугу.

Исследования перехода катодного слоя аномального тлеющего разряда в состояние с плотностью тока промежуточного между нормальной плотностью тока и плотностью тока дугового пятна [81] показали наличие переходных режимов тлеющего разряда в азоте, воздухе и гелии при давлениях $20-760 \text{ Тор}$, по свойствам: напряжению

горения, плотности катодного тока, отсутствию материала катода в плазме разряда, близких к сильноточному диффузному режиму квазистационарного разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях, несмотря на существенную разницу в полном токе разряда (1.5 A и $1.8 \cdot 10^3 \text{ A}$ соответственно), что может указывать на подобие структуры катодного слоя разряда в режиме 3 и структуры преддугового катодного пятна [81].

ГЛАВА.4. ЭМИССИОННЫЕ И РАСПЫЛИТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СИЛЬНОТОЧНЫХ ФОРМ КВАЗИСТАЦИОНАРНОГО РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ.

4.1 Особенности катодного распыления в квазистационарном сильноточном магнетронном разряде и его использование в технологии импульсного распыления материалов.

Широко используемая технология нанесения тонкопленочных покрытий с помощью газового разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях обеспечивает высокую скорость распыления катодной мишени (плотность тока на мишени может достигать 100 mA/cm^2) [24]. В отличие от обычного катодного распыления скорость уноса материала мишени увеличивается в 5-10 раз. Наличие магнитного поля снижает поток высокоэнергетичных электронов на напыляемый материал, что вызывает уменьшение энергии приносимой электронами на подложку. Температура подложки составляет $50-200^\circ\text{C}$, тогда как при обычном катодном распылении она достигает $300-500^\circ\text{C}$. Снижение рабочего давления с одновременным увеличением скорости напыления и снижением температуры подложки позволяет существенно повысить качество покрытий, однако это является недостаточным для нанесения однородных химически чистых покрытий и обработки нетермостойких материалов. Применение сильноточного магнетронного разряда (режим 2) в технологии распыления материалов и нанесения покрытий позволяет не только существенно повысить интенсивность потока осаждаемого материала или плотность плазмы (свыше $2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) разряда, если осаждение производится из плазмы, но и за счет регулирования времени воздействия потока распыленных частиц на обрабатываемый материал (например устанавливая время воздействия меньше характерных времен теплопередачи в обрабатываемом материале или характерных времен химических реакций на его поверхности) значительно повысить химическую чистоту

и однородность напыляемых пленок, а так же достаточно эффективно определять температурный режим поверхности обрабатываемых материалов, в том числе нетермостойких. На основании результатов исследований свойств такого разряда разработана импульсная ионно-плазменная технология [101,104] сущность которой заключается в том, что в газоразрядном промежутке создают магнитное поле, затем создают предварительную плазму, в которой формируют сильноточный высоковольтный диффузный разряд, с напряжением горения 350-1000 В путем пропускания через нее импульсов тока с плотностью $0.3-100 \text{ А/см}^2$, длительностью $10^{-6}-1 \text{ с}$ с частотой следования от однократного до 10^3 Гц , после чего производится осаждение покрытия.

Характеристики и области существования режимов разряда (режим 2) ,пригодных для реализации импульсного напыления изложены выше (гл. 3), поэтому отметим лишь особенности, значимые для его практического использования: 1. Характерным свойством сильноточного магнетронного разряда является отсутствие неоднородностей в плазме разряда и образования катодных пятен; 2. Указанный режим реализуется независимо от рода газа, материала катода и конструкции разрядного устройства. Установление режима оказывается так же мало чувствительным к шероховатости поверхности катода и его состоянию вне зоны разряда. Испытания показали возможность использования составных катодов, а также сохранение работоспособности катодных пластин с глубиной эрозии до 2 мм (при полной толщине катодной пластины до 4 мм). В то же время загрязнение поверхности катода оксидной или масляной пленкой значительно повышают вероятность формирования дуги. 3. Наличие предварительной ионизации промежутка не является обязательным, однако вероятность перехода в дуговой режим в случае ее отсутствия возрастает. 4. Испытания показали, что

при переходе в сильноточную форму разряд распространяется на существенно более широкую область катода, повышая его ресурс по сравнению со стационарным магнетронным разрядом, а также повышая равномерность потока распыленных атомов.

Предлагаемая технология была апробирована на разрядном устройстве типа планарного магнетрона для нанесения металлических и декоративных (оксидов, нитридов) покрытий на подложки из лавсана, полиэтилена, ткани, бумаги, пластмасс, металлов. В магнетроне закигался разряд, обеспечивающий предварительную ионизацию рабочего объема ($n_1 \approx 10^9 \text{ см}^{-3}$). Затем через разряд пропусклся импульс тока до 250 А. Общая длительность импульса составляла до 40 мсек. Диапазон давлений выбирался $2 \cdot 10^{-3} - 5 \cdot 10^{-2}$ тор. Рабочий газ - аргон, азот, воздух и их смеси различного процентного состава. Сильноточный разряд при этом характеризовался следующими параметрами: напряжение горения (U_p) 500-1000 В, максимальный ток разряда (I_p) 250-120 А (соответственно), плотность тока до 25 А/см². Например, для режима $p = 1 \cdot 10^{-2}$ тор $I_p \approx 65$ А, $U_p \approx 950$ В, материал катода - медь, рабочий газ - аргон, импульсная скорость напыления покрытия на подложку, отстоящую от катода на расстояние 120 мм составляла 80 мкм/мин. при длительности импульса тока 25 мсек, что при частоте следования импульсов 10 Гц соответствует средней скорости напыления 18 мкм/мин. Увеличение длительности импульса свыше 1 сек при сохранении указанной плотности тока приводит к развитию неустойчивостей и контракции разряда. Уменьшение длительности менее 10^{-6} сек ограничивает возможность самораспыления материала катода, что снижает эффективность способа. Увеличение плотности тока свыше 100 А/см² (критический ток образования катодного пятна) приводит к переходу разряда в дуговой режим с потерей преимуществ обработки с помощью

сильноточного магнетронного разряда. Частота следования 10^3 Гц ограничивается временем восстановления электрической прочности газоразрядного промежутка.

Эксперименты по импульсному распылению алюминия (количество примесей не выше 0.1 %) в среде Ar позволили отработать средний технологический режим $U_p = 1000-1250$ В, $I_p = 70$ А, $\tau_{\text{имп}} \approx 25$ мс реализующийся в достаточно широком диапазоне давлений $p = 5 \cdot 10^{-3} - 10^{-2}$ тор, $\nu \approx 500$ Гс с вероятностью перехода в дугу после установления режима $\leq 5\%$. Показана возможность нанесения практически бездефектных алюминиевых покрытий на нетермостойкие пластмассы ($t_{\text{пл}} \leq 50^\circ\text{C}$) и тонкие пленки (например на ловсан толщиной до 3 мкм).

Использование импульсной ионно-плазменной технологии в перспективе позволит путем подбора частоты следования и длительности импульсов увеличить среднюю скорость нанесения покрытий по сравнению с существующими способами магнетронного напыления, существенно уменьшить количество примесей в напыляемых пленках, а так же регулировать температурный режим поверхности обрабатываемого материала.

4.2 Эмиссионные свойства плазмы сильноточного диффузного разряда и их использование в технологии ионно-стимулированного травления материалов.

Использование сильноточного диффузного разряда (режим 3) для генерации больших объемов плотной $n_i \approx 1.5 \cdot 10^{15}$ см⁻³ однородной плазмы с отрывом температур 3-20 эВ, а также интенсивных, до 10-12 А/см² ионных потоков с энергией тонов до 100 эВ позволяет существенно повысить эффективность ионно-стимулированного травления в микроэлектронике, осуществлять технологию контролируемого

импульсного травления слоев, а так же применять его для получения пучков заряженных частиц различной геометрии (дисковых, цилиндрических, трубчатых). Кроме того подобная форма разряда может быть использована для образования плазменных сгустков, инжектируемых в квазистационарные ловушки, элементами которых являются магнитные системы, служащие для формирования этого вида разряда.

С целью подтверждения высокой плотности и неравновесности плазмы указанной формы разряда, а также определения устойчивости обнаруженного режима были проведены эксперименты по его использованию в технологии ионно-стимулированного травления материалов. Эксперименты проводились в разрядных устройствах закрытого и открытого типа (устройство с профилированными электродами и плоский магнетрон) в смесях аргона с галогеносодержащими добавками (SF_6) различного процентного состава (10-100% SF_6). В качестве обрабатываемого материала использовались стандартные кремниевые пластины $\varnothing 150$ мм и специально изготовленные тестовые образцы $\varnothing 70$ мм с защитным покрытием выполненным из оксида кремния, алюминия и различных видов фоторезистов, помещаемые в плазму разряда перпендикулярно оси электродной системы на расстоянии $L=80-250$ мм от поверхности катода, либо на изолированную, либо на находящуюся под потенциалом смещения подложку.

Для обработки образцов ионным потоком с энергией 10-20 эВ образцы помещались на изолированную подложку в область плазмы разряда. Для увеличения энергии ионов до 20-300 эВ проводилось их доускорение системой импульсного смещения, конструкция и принцип работы которой приведен выше (раздел 2.4).

Эксперименты по ионно-стимулированному травлению Si с использованием в качестве генератора плазмы сильноточный диффузный режим в устройстве с профилированными электродами показали его высокую эффективность и позволили выделить ряд режимов, отличающихся высокой устойчивостью и годных для технолгического применения например разряд в смеси Ar/SF_6 (80/20%) при давлении $p=0.1$ тор, $B=0.8$ кГс, $I_{\text{стац}}=50$ мА, $U_{\text{стац}} \approx 650-680$ В, $I_{\text{имп}} = 1000$ А, $U_{\text{имп}} = 120$ В. Длительность импульса тока в этом случае составляет ≤ 1.5 мс, длительность плоской вершины импульса ≈ 1.2 мс. Травление производилось непосредственно в плазме разряда с помещением образца на изолированную подложку, что обеспечивало энергию ионного потока на подложку соответствующую потенциалу изолированного зонда. Максимально достигнутая импульсная скорость травления при таких режимах составляет $800-1000$ мкм/мин, однако профиль штрихов имеет бочкообразный характер (рис.4.1). Снижение давления смеси до $p=10^{-2}$ тор повлекло уменьшение скорости травления и придание профилю штрихов требуемого прямоугольного или призматического профиля.

Эксперименты по определению однородности ионного потока проводились с помощью зонда-коллектора (глава 2) поставленного в режим, соответствующий началу ионного насыщения, т.е. потенциал постоянного смещения выбирался близким к потенциалу изолированного зонда. Измерения показали неоднородность ионного пучка менее 5% на диаметре 50 мм на расстоянии 5-10 мм от плоскости симметрии разрядного устройства. Плотность ионного потока при этом составляет ≈ 5 А/см² при токе разряда 550 А. Обработка тестовых кремниевых пластин, проводимая при токе разряда 1000 А не показала различий в глубине и профиле травления на диаметре 70 мм. Указанные эксперименты косвенно подтверждают данные лазерных измерений об отсутствии резких

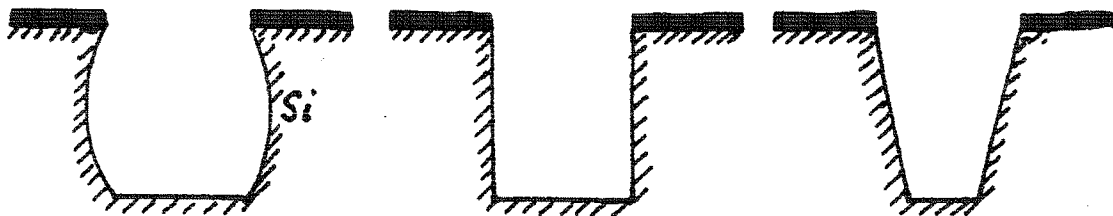


Рис.4.1 Профили ионно-стимулированного травления кремния при различных режимах обработки.

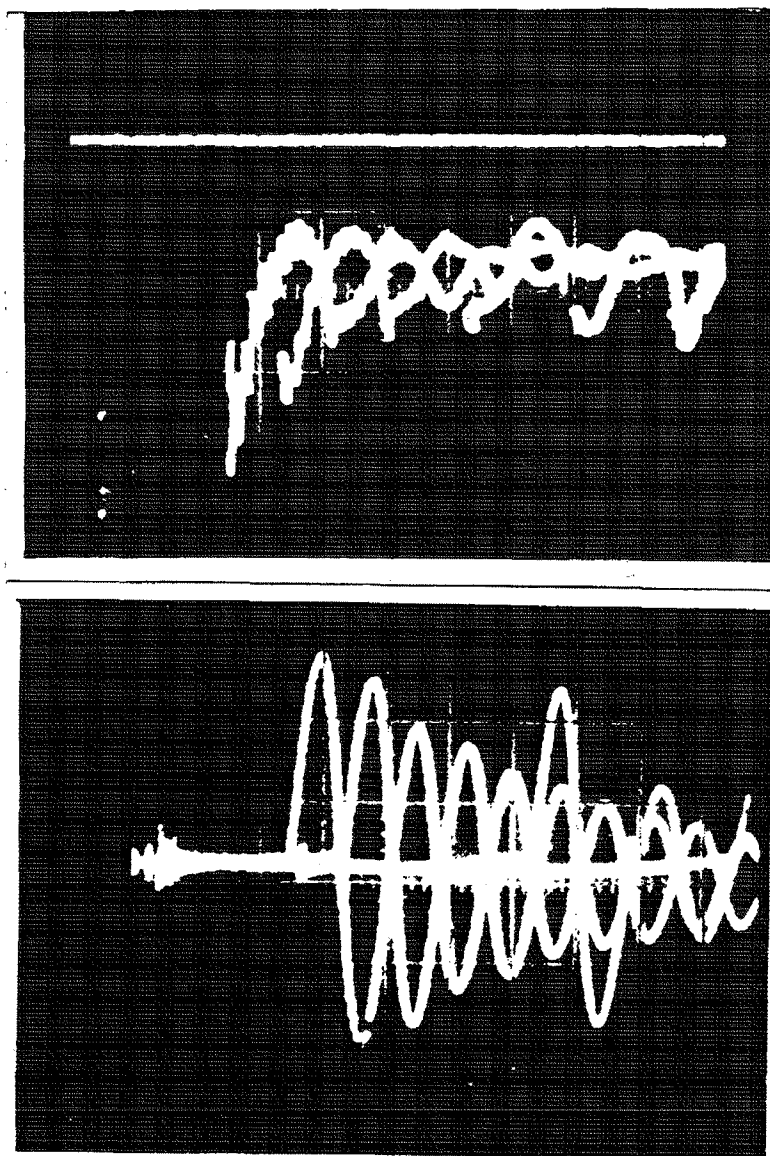


Рис.4.2 Осциллограммы напряжения и тока на диэлектрическую подложку при работе схемы импульсного смещения.

градиентов концентрации электронов в пределах разрядной области, ограниченной диаметром электродов и возможности образования плазмы плотностью $10^{14} \div 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Недостатком закрытой разрядной ячейки является сложная система создания магнитного поля, ограничивающая возможность обработки крупных изделий, поэтому аналогичные эксперименты были проведены в разрядном устройстве с открытой геометрией (плоском магнетроне). В качестве катодов использовались плоские пластины из молибдена, меди и нержавеющей стали (12X18H9T). Рабочим газом являлась смесь Ar/SF_6 с содержанием SF_6 от 10 до 100%. Диапазон давлений составлял $p=10^{-2} \div 10^{-1}$ тор, индукция магнитного поля на поверхности катода $B=400 \div 700$ Гс. По результатам испытаний на тестовых образцах $\phi 120$ мм в качестве технологического был выбран режим разряда со следующими параметрами: рабочий газ - Ar/SF_6 50/50%, $p=5 \cdot 10^{-2}$ тор, $B=700$ Гс; предварительный разряд: $I_{\text{стац}}=50$ мА, $U_{\text{стац}}=550$ В; импульсный разряд: $I_{\text{имп}}=720 \div 1100$ А, $U_{\text{имп}}=135$ В. Обрабатываемый образец помещался на расстоянии $l=50 \div 100$ мм от поверхности катода. Травление образца за счет ионного потока из плазмы, ускоряемого в приповерхностном слое до энергии, определяемой потенциалом изолированного зонда, показало удовлетворительные результаты по импульсной скорости травления (свыше 50 мкм/мин). Указанный способ позволяет производить обработку образцов как с проводящим (Al), так и с диэлектрическим (SiO_2 , различные фоторезисты и т.д.) защитным слоем, отличается простотой помещения деталей в плазму разряда. В то же время, процесс травления, зависящей от энергии ионного потока, оказывается зависящим от режима разряда, в частности от давления рабочего газа.

Получение ионного потока заданной энергии производилось с

помощью системы импульсного смещения. Для случая проводящего защитного слоя смещение подавалось непосредственно на образец либо от отдельного источника питания, либо посредством включения образца в катодную цепь через ограничивающее сопротивление R , величина которого выбиралась исходя из требуемого напряжения смещения и ионного тока насыщения, обеспечиваемого плазмой. В случае отдельного источника, напряжение смещения выбиралось $U_{см} \approx 50$ В, которое к моменту формирования квазистационарного разряда уменьшалось практически до потенциала изолированного зонда вследствие большого ионного тока, что требовало применение источника смещения по мощности сравнимого с источником питания разряда. От этого недостатка свободна система импульсного смещения, использующая часть мощности основного разряда. Эксперименты показали, что для разряда в смеси Ar/SF_6 50/50% при давлениях ниже $p \leq 5 \cdot 10^{-2}$ тор, ограничивающее сопротивление R может изменяться от 0 до 100 Ом, что обеспечивает напряжение смещения от 120 до 20 В. Тлеющий разряд с образца при этом не формируется т.к. в момент подачи импульса высокого напряжения подложка оказывается зашунтированной стационарным магнетронным разрядом, имеющим при указанных условиях меньшее напряжение горения.

Если обрабатываемый образец имеет диэлектрический защитный слой, то при непосредственном приложении потенциала смещения к образцу или подложкодержателю происходит зарядка емкости образующейся между плазмой и кремниевым образцом, что приводит к экранированию электрического поля смещения. В этом случае применялась схема импульсного смещения, содержащая последовательный LC контур (гл.2) со следующими параметрами: $L=26$ мкГн, $C=0.5$ мкФ, $R=10$ кОм. Расчет элементов контура производится исходя

из его добротности, волнового сопротивления (волновое сопротивление контура должно обеспечить токосъем с поверхности образца), требуемого напряжения смещения, времени зарядки емкости образец-плазма, и скважности импульсов. В случае напряжения стационарного разряда 300 В и волнового сопротивления контура $\rho=7$ Ом ток смещения составляет ≈ 40 А. Частота контура составит $\nu=3 \cdot 10^5$ Гц, что удовлетворяет вышеуказанным требованиям. Примеры осциллограмм тока через образец и напряжения смещения представлены на рис.4.2. Эксперименты с применением импульсного смещения показали, что плотность плазмы в плоском магнетроне на расстоянии $l=100$ мм от поверхности катода в режиме Ar/SF_6 50/50%, $p=5 \cdot 10^{-2}$ тор, $B=700$ Гс; $I_{имп}=720 \div 1100$ А, $U_{имп}=135$ В составляет $n_i \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, что по-видимому и объясняет более низкую эффективность травления в открытой разрядной ячейке.

Автор благодарит научного руководителя к.ф.-м.н., доцента И.К. Фетисова и к.ф.-м.н. Г.В. Ходаченко за советы, предложения и практическую помощь при работе над диссертацией.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Проведены экспериментальные исследования квазистационарного разряда низкого давления в магнитных полях различной конфигурации. Определены области существования и режимы двух сильноточных форм разряда.

2. Обнаружена новая стабильная форма квазистационарного разряда в поперечном магнитном поле, являющаяся промежуточной стадией перехода от магнетронного разряда в дуговой и имеющая следующие основные характеристики: напряжение горения ≈ 100 В, время существования до нескольких миллисекунд, диапазон токов от 10 до $2 \cdot 10^3$ А. Предложена качественная модель поясняющая возможный механизм возникновения и существования указанной формы разряда.

3. Установлено существование сильноточных высоковольтных режимов квазистационарного магнетронного разряда, отличающихся высоким напряжением горения и длительностью до 20 мс в сочетании с большой плотностью катодного тока (до 25 А/см^2).

4. Разработана импульсная зондовая диагностика для измерения параметров плазмы плотностью до 10^{15} см^{-3} .

5. Показана возможность получения плазменных образований плотностью до $1.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ в объеме свыше 100 см^3 , обеспечивающих эмиссию ионного пучка плотностью свыше 10 А/см^2 с энергией до 100 эВ.

6. Показана возможность интенсивного катодного распыления и создания потоков частиц распыленного материала с высокой плотностью.

ЛИТЕРАТУРА

1. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Л.ГТЭИ 1952. т.1.
2. Penning F.M. "Die glimmentladung bei niedrigem druck zwischen koaxialen zylindern in einem axialen magnetfelde", Physica, 1936, v.3, N9, pp.873-894.
3. Somerville J.M. "Sparking potentials in a transverse magnetic field", Proc. Phys. Soc., 1952, v.65., N8, p.620-628.
4. Haefer R. "Die zundspannung von gasentladungen unter dem einfluss eines transversalen magnetfeld in druckbereich von 10 bis 10^{-8} torr", Acta Physica Austriaca, 1953, 7, pp.52-90
5. Penning F.M. "Ein neues manometer niedrige gasdrucke insbesondere zwischen 10^{-3} und 10^{-5} mm." Physica, 1937. v4 N2 pp 71-74.
6. Haefer R. "Über den mechanismus der zundung einer elektrischen gasentladung unter der einwirkung eines transversalen magnetfeldes in druckbereich 10^{-1} bis 10^{-8} torr", Acta Physica Austriaca, 1953, 7, pp.251-278.
7. Redhead P.A. "The Townsend discharge movement in a coaxial diode with axial magnetic field ", Canadian Journal of Physics, 1958, 36, pp.255-270.
8. Смирницкая Г.В., Рейхрудель Э.М. "О кинетике электронов в магнитном поле при низких давлениях", Радиотехника и электроника. 1957, N10, стр.1303.

9. Плазменные ускорители. (под общ. ред. Л.А. Арцимовича и др) М. Машиностроение, 1973

10. Морозов А.И., Кислов А.Я., Зубков И.П. Сильноточный плазменный ускоритель с замкнутым электронным дрейфом. Письма в ЖТФ, 1968, т.7, 7, стр. 224-227

11. Плазменные ускорители ионные инжекторы. под ред. Н.Л. Козлова, А.И. Морозова Москва, Наука, 1984.

12. Жданов В.М., Карчевский А.И., Луковников А.И., Потанин Е.П. "О роли центробежного и ионных механизмов разделения в плазменной центрифуге со скрещенными полями". ЖТФ 1982, т.52 вып.6, стр.1093-1098.

13. Болдырев В.Р., Полуэктов Н.П. "Экспериментальное исследование импульсной плазменной центрифуги" в кн. "Неравновесные процессы в одно- и двухфазных системах" Москва, 1981, стр.63-67.

14. Крейндель Ю.Е. "Плазменные электронные источники на основе отражательного разряда с полым катодом" в кн. "Разработка и применение источников интенсивных электронных пучков" Новосибирск, 1976, стр. 130-140.

15. Груздев В.А., Крейндель Ю.Е. Троян О.Е. "Инициирование разрядов низкого давления с полым катодом в генераторах плазмы для ПМЭЛ." "Источники электронов с плазменным эмиттером" Новосибирск 1983, стр. 5-14.

16. Никитинский В.А., Журавлев Б.И., Стогний А.И. Ткаченко А.Б. "Эмиссионные свойства самостоятельного контрагированного разряда с замкнутым дрейфом электронов" Материалы V симпозиума по ненакаливаемым катодам. 1985. стр.177-179.

17. Schumacher R.W., Harvey R.J. "Crossatron modulator switch" VI IEEE Power Modulator Symposium, Arlington, VA

(1984), pp.139-152.

18. Schumacher R.W., Harvey R.J. "The crossatron modulator switch: an efficient, long-life component for pulsed-power systems" V IEEE Pulsed Power Conference, Arlington, VA (1984), pp.250-253

19. Бельченко Ю.И., Димов Г.И., Дудников В.Г. "Получение интенсивного пучка H^- ионов из разряда в скрещенных полях". ЖТФ. 1973, т.43 N8, стр.1720-1725.

20. Mullaly I.R. "Crossed field discharge device for high rate sputtering" Reseach Develop. 1971, N2, pp. 40-44.

21. Thornton I.A. "Magnetron sputtering: basis physics and application to cylindrical magnetrons" J. Vac. Technol., 1978, v.15 N2, pp. 171-177.

22. Robert K. Waits "Planar magnetron sputtering" J. Vac. Sci. Technol., 1978, v. 15, N2, pp.179-187.

23. Минайчев В.Е., Одинокое В.В., Тюфаева Г.П. "Магнетронные распылительные устройства (магнетроны)", Обзоры по электронной технике, сер.7, вып.8(659), ЦНИИЭлектроника, Москва, 1979.

24. Данилин Б.С., Сырчин В.К. "Магнетронные распылительные системы", М. Радио и Связь 1982.

25. Wasa K, Hayakawa S "Some features of magnetron sputtering", Thin Solid Films 1978, 52, N1, pp. 31-43.

26. Catode sputtering. Leybold-Heraeus. G.M.B.H. 12-100. 1/2, 10.11.81. BNS, FRG. Проспект фирмы.

27. Марахтанов М.К. "Применение в технике ускорителей плазмы магнетронного типа" в кн. "Плазменные ускорители и ионные инжекторы" М. Наука 1984, стр. 264-268.

28. Грановский В.Л. //Электрический ток в газах. М. Наука. 1971.

29. Кервалишвили Н.А., Жаринов А.В. "Характеристики разряда низкого давления в поперечном магнитном поле.", ЖТФ 1965, т.35 вып.12, стр.2194-2201.

30. Кервалишвили Н.А. "Влияние ориентации анода на характеристики разряда низкого давления в поперечном магнитном поле.", ЖТФ 1968, т.38 вып.4, стр.637-645.

31. Кервалишвили Н.А., Кортхонджия В.П. "О механизме разряда низкого давления в поперечном магнитном поле.", ЖТФ 1973, т.43 вып.9, стр.1905-1909.

32. Кервалишвили Н.А., Кортхонджия В.П. "Особенности разряда низкого давления в скрещенных ЕхН полях в магнетроне и ячейке Пеннинга", ЖТФ 1975, т.45 вып.12, стр.2557-2567.

33. Vossen J.L., Kern W. "Thin film processes", Academic, New York, 1978, ch. II-2, II-4.

34. Maniv S., Westwood W.D. "Discharge characteristics for magnetron sputtering of Al in Ar and Ar/O₂ mixtures", J. Vac. Sci. Technol., 1980, 17(3), pp.743-751.

35. Данилин Б.С., Неволин В.К., Сырчин В.К. "Исследования разряда в магнетронных системах ионного распыления." Электронная техника, 1977, сер.3, в.3(69), стр.37-43.

36. Владимиров В.В., Габович М.Д., Проценко И.М., Порицкий В.Я., Ткаченко Л.Н. "Вольт-амперные характеристики газомagne-трона в условиях интенсивного катодного распыления", Физика плазмы, 1981., т.7, вып.1, стр.205-212.

37. Барченко В.Т., Потсар А.А., Ширшова Н.П. "Исследование разряда с полым катодом в неоднородном магнитном поле", Известия

ЛЭТИ, 1978, N273, стр.84-88.

38. Ткаченко В.М. "Разряд в полой катод в магнитном поле"
ЖТФ 1972, вып.3.

39. Sen S.N., Gupta R.N. "Variation of discharge current in transverse magnetic field in a glow discharge", J. Appl. Phys. 1971, v. 4., pp,510-517.

40. Fukumura T., Takamoto T. "Discharge characteristics in the crossed fields", Technol. Repts. Kansai Univ., 1980, N21, pp.63-74.

41. Мойжес Е.Я., Немчинский В.А. "Влияние поперечного магнитного поля на катодный слой тлеющего разряда", ЖТФ 1990, т.60 вып.4, стр.83-87.

42. Калашников В.К., Ким В. "Разряд в магнетронной распылительной системе", Физика плазмы, 1981., т.17, вып.8, стр.1003-1011.

43. H.Fujita, S.Yagura, H.Ueno, M.Nagano Plasma production with ds discharge planar magnetron device for thin film preparation. J.Phys.D.: Appl.Phys. 19(1986), pp 1699+1706.

44. S.M.Rosnagel, H.R.Kaufman. Langmuir probe characterization of magnetron operation. J.Vac.Sci.Technol. A4, 3, PT2(0986).

45. Petrov J., Orlinov V., Ivanov J., Kourtev J. "Electrostatic probe measurements in the glow discharge plasma of a d.c. magnetron sputtering system", Contrib. Plasma Phys. 28(1988), 2, pp.157-167.

46. Wendt A.E., Liberman M.A. "Spatial structure of a planar magnetron discharge", J. Vac. Sci. Technol. A8(2), Mar/Apr 1990.

47. Czecaj D., Hollmann E.K., Kozirev A.V., Volpyas V.A.,

Zaytsev A.G. "Ion energies at the cathode of the planar magnetron sputtering discharge", J. Appl. Phys. A49(1989), pp.269-272.

48. Tanizuka N. "Analysis of magnetron ion sources and pig ion sources", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B37/38 (1989), pp.189-193.

49. Королев Л.В., Фетисов И.К., Ходаченко Г.В. Зондовое исследование структуры стационарного разряда в поперечном магнитном поле. В сб. Диагностические методы в плазменных исследованиях. М. Энергоатомиздат 1983 стр 36

50. Королев Л.В., Павлюченко Д.И., Фетисов И.К., Ходаченко Г.В. Исследование пробоя в газах в поперечном, слабо неоднородном поле. В сб. Физика газоразрядной плазмы. М. Энергоатомиздат 1984 стр. 12

51. Королев Л.В., Пятнова Н.В., Фетисов И.К., Ходаченко Г.В. Влияние поперечного магнитного поля на режимы стационарного разряда. В сб. Физика газоразрядной плазмы. М. Энергоатомиздат 1984 стр. 25

52. Pavelescu G., Balaceanu M., Popovici C. "Influence of a magnetic field on the cathode foil space in a discharge with a cylindrical hollow cathode", J. Appl. Phys. D49(1983), pp.2205-2211.

53. Фетисов И.К., Ходаченко Г.В. Аномальное возрастание тока разряда низкого давления в поперечном магнитном поле. Всесоюзный семинар "Применение электронной и ионной технологии в промышленности." г.Киев, 1986.

54. Окс Е.М., Чагин А.А. "Эмиссионные свойства плазмы сверхплотного тлеющего разряда, возбуждаемого в скрещенных $E \times H$

полях", ЖТФ, 1991., т.61., вып.6, с.204-206.

55. А.В.Аржанников, В.С.Бурмасов, Л.Н.Вячеславов, В.С.Койдан. Получение плотного плазменного столба в сильном магнитном поле и диагностика его лазерными методами. Физика плазмы т.4, стр.175, 1984.

56. А.В.Аржанников, А.В.Бурдаков, П.П.Дейнули. Получение плотного плазменного столба в сильном магнитном поле. Физика плазмы т.4, стр.1133, 1978.

57. Абрамович Л.Ю., Клярфельд Б.Н., Настич Ю.Н. "Тлеющий разряд большой плотности тока", VII Международная Конференция по Явлениям в Ионизованных Газах (ICPIG), Белград, 1965, т.1, стр. 342-345.

58. Абрамович Л.Ю., Гомзин В.А., Клярфельд Б.Н., Настич Ю.Н. "Сильноточный тлеющий разряд с полым и плоским катодом", IX Международная Конференция по Явлениям в Ионизованных Газах (ICPIG), Бухарест, 1969, стр.163.

59. Абрамович Л.Ю., Клярфельд Б.Н., Настич Ю.Н. "Коэффициент эффективности плазмы сверхплотного тлеющего разряда", ЖТФ, 1969., т.37., вып.7, с.1251-1255.

60. Mase H., Tanabe T., Ikehata T. "Superdense hollow cathode glow discharge and its application to ion sources", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B37/38 (1989), pp.120-123.

61. Глазунов В.Н., Гречаный В.Г., Метель А.С. "Инжектор квазистационарного режима с плазменным эмиттером электронов", ПТЭ, 1984, №2, с.146-148.

62. Метель А.С. "Особенности установления квазистационарного состояния сильноточного тлеющего разряда с полым катодом

при пониженных давлениях газа", ЖТФ, 1986., т.56., вып.12, с.2329-12339.

63 Рыбалов С.В. "Экспериментальное исследование некоторых характеристик электрического разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях с замкнутым дрейфом электронов II. Квазистационарный разряд." Физика плазмы, 1983, том 9 вып.3, стр.618-627.

64. Тюрюканов П.М., Фетисов И.К., Никольский А.Д. "Свойства импульсного разряда в поперечном аксиально- симметричном магнитном поле", ЖТФ 1981, т.51 вып.10 стр.2028-2031.

65. Никольский А.Д., Тюрюканов П.М., Фетисов И.К. Свойства высоковольтного разряда в поперечном сильно-неоднородном магнитном поле. В сб. Физика газоразрядной плазмы. М. Энергоатомиздат 1984 стр. 32

66. Никольский А.Д., Тюрюканов П.М., Фетисов И.К., Толстой И.Н. "Характеристики импульсного разряда низкого давления в поперечном магнитном поле", Физика плазмы, 1982, том 8 вып.6, стр. 1220-1227

67. Janes G.S., Lowder R.S. "Anormal electron diffusion and ion acceleration in low-density plasma", Phys. Fluids, 1966, v.9, N5, pp.1115-1123.

68. Жаринов А.В., Попов Ю.С. "Основы теории ускорителя с замкнутым холловским током и анодным слоем", II Всесоюзная конференция по плазменным ускорителям. Минск, 1973, с.146-148.

69. Кудрявцев А.А., Скребов В.Н. "Ионизационная релаксация в плазме импульсного разряда инертных газов", ЖТФ 1983, т.53 вып.1 стр.53-61

70. Александров Н.Л., Кончаков А.М., Сон Э.Е. "Влияние

электрон-электронных столкновений на кинетические коэффициенты электронов в плазме инертных газов", ЖТФ 1980, т.50 вып.3 стр.481-485

71. Александров Н.Л. и др. "Диффузия электронов в слабоионизованной плазме во внешних полях", Физика плазмы, 1983, том 9, стр. 1068

72. Смирнов Б.М. "Ионы и возбужденные атомы в плазме", М. Атомиздат. 1974.

73. Райзер Ю.П. "Физика газового разряда", М. Наука, 1987.

74. Козырев А.В., Королев Ю.Д., Месяц Г.А. "Автоэмиссионные процессы перехода от тлеющего разряда к дуговому", ЖТФ 1982, т.57

75. Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. "Импульсный электрический разряд в вакууме", Новосибирск. Наука. 1984.

76. Королев Ю.Д., Месяц Г.А. "Автоэмиссионные процессы в газовом разряде", Новосибирск. Наука. 1982.

77. Volkov A.V., Kozurev A.V., Korolev Y.D. Vacuum arc cathode process influenced by the local maximum potential. I.C.P.I.G.-XIX, 1989. v1. pp.114-115.

78. Акишев Ю.С., Напартович А.П., Перетяцько П.И., Трушкин Н.И. "Приэлектродные области тлеющего разряда и нормальная плотность тока на аноде", ТВТ 1980, т.18, вып.4 с.873.

79. Акишев Ю.С., Двуреченский С.В., Напартович А.П., Пашкин С.В., Трушкин Н.И. "Исследование плазменного столба и прианодной области продольного разряда в азоте и воздухе", ТВТ 1982, т.20, вып.1 с.30-37.

80. Акишев Ю.С., Напартович А.П., Пашкин С.В., Пономаренко В.В., Соколов Н.А., Трушкин Н.И. "Влияние состояния поверхности

электродов на образование катодных и анодных пятен", ТВТ 1984, т.22, вып.2 с.201-207.

81. Акишев Ю.С., Напартович А.П., Пономаренко В.В., Трушкин Н.И. "Исследование преддугового катодного пятна в стационарном тлеющем разряде" ЖТФ 1985, т.55 вып.4 стр.655-663

82. Козлов. Электрический зонд в плазме. М. Наука 1967.

83. Великоцкий В.Л., Савелов А.С., Тельковский В.Г. "Двух-модовый лазерный интерферометр для диагностики плазмы", В сб. Диагностические методы в плазменных исследованиях. М. Энергоатомиздат 1983 стр 3-12

84. Мостовой И.Я., Никулин Е.С., Савелов А.С. "Лазерный интерферометр на двух длинах волн для измерения плотности квазистационарной плазмы", В сб. Диагностические методы в плазменных исследованиях. М. Энергоатомиздат 1983 стр 12-27

85. Желтухин А.А., Михеев Ю.Е., Никулин Е.С., Савелов А.С.- Лазерный интерферометр для измерения электронной плотности в плазмохимических аппаратах./ В сб. "Труды ГИАП", М., 1985, с.61-68.

86. Савелов А.С., Вовченко Е.Д., Башутин О.А. "Трехзеркальный лазерный интерферометр для диагностики плазмы на крупномасштабных плазменных установках", Тезисы докладов VI Собрания по диагностике высокотемпературной плазмы., С-Петербург, 1993, с.61-65

87. Диагностика термоядерной плазмы. Под ред. С.Ю. Лукьянова, Энергоатомиздат, 1985.

88. Пятницкий Л.Н. Лазерная диагностика плазмы. М., Атомиздат, 1976.

89. Кузнецов Э.И., Щеглов Д.А. Методы диагностики высокотемпературной плазмы. М., Атомиздат, 1980.

90. Пирс У.Д. Получение и исследование высокотемпературной плазмы. М., Изд-во иностр. лит., 1962.

91. Миронов Е.П. и др. Диагностика плазмы. Вып.3, М., Атомиздат, 1973.

92. В.А.Рожанский, Л.Д.Цендин.// Столкновительный перенос в частично ионизованной плазме.// М. Энергоатомиздат, 1988.

93. Фетисов И.К., Ходаченко Г.В., Мозгрин Д.В. и др. "Исследование возможности создания технологического реактора на основе разрядов в магнитных полях сложной конфигурации для ускоренного травления слоев", Отчет по теме N89-3-021-396, М. 1990, 99 стр.

94. Белошапкин А.А., Мозгрин Д.В., Фетисов И.К., Ходаченко Г.В. "Получение квазистационарных разрядов большой мощности в системе с квадрупольным магнитным полем", Тезисы докладов VIII Всесоюзного симпозиума по сильноточной электронике. Свердловск. 1990. т. II, стр. 245.

95. Мозгрин Д.В., Фетисов И.К., Ходаченко Г.В. Квазистационарные диффузионно-объемные разряды в магнитном поле. Тезисы докладов V Всесоюзной конференции по физике газового разряда. г. Омск, 1990, т.2, стр. 59-61.

96. Мозгрин Д.В., Фетисов И.К., Ходаченко Г.В. "Перспективы использования плазмы разряда в различной геометрии магнитного поля в качестве эмиттера заряженных частиц", в сб. докладов на I Всесоюзном совещании по плазменной эмиссионной электронике. г. Улан-Удэ., 1991, т. I, стр. 32-38. (обзорный доклад).

97. Мозгрин Д.В., Фетисов И.К., Ходаченко Г.В. Зондовые измерения параметров плазмы сильноточного квазистационарного диффузионно-объемного разряда в магнитном поле. Тезисы докладов VIII Всесоюзной конференции по физике низкотемпературной плазмы. Минск. 1991, ч.2,

стр.200-201.

98. Fetisov I.K., Khodachenko G.V., Mozgrin D.V. Quasy - stationary high current formes of low pressure discharge in magnetic field. I.C.P.I.G.-XX, Piza 1991. v2. pp.476-478.

99. Fetisov I.K., Khodachenko G.V., Korolev L.V., Mozgrin D.V., Ushakov A.C., Vovchenko E.D. "Investigation of plasma dynamics and post-discharge processes in the pulse arc at atmospheric pressure", I.C.P.I.G.-XX, Piza 1991. v2. pp.1327-1328

100. Мозгрин Д.В., Фетисов И.К., Ходаченко Г.В. Импульсные высоковольтные режимы разряда низкого давления в магнитном поле. Тезисы докладов VI Конференции по физике газового разряда. Казань, 23-25 июня 1992 г., часть 2, стр 192-193.

101. Мозгрин Д.В., Фетисов И.К., Ходаченко Г.В. "Импульсная ионно-плазменная технология", в сб. "Модификация свойств конструкционных материалов пучками зараженных частиц" Томск 1994 г. т.2, стр. 101-104

102. О.А.Башутин, Е.Д.Вовченко, Г.С.Кирнев, Д.В.Мозгрин, А.С.Савелов, И.К.Фетисов, Г.В.Ходаченко." Лазерная диагностика плазмы сильноточного квазистационарного объемного разряда низкого давления в скрещенных ЕхН полях", VII Конференция по физике газового разряда, Самара, 1994 г.

103. Галперин В.А., Мозгрин Д.В., Невзоров П.И., Фетисов И.К., Шелыхманов Е.Ф., Ходаченко Г.В. "Способ плазменного травления тонких пленок", патент N5045678 от 29.04.92.

104. Мозгрин Д.В., Фетисов И.К., Ходаченко Г.В. "Способ напыления пленок." Заявка на получение Российского патента N93032063 от 7.07.93.