

На правах рукописи

Чернышёв Тимофей Владимирович

Экспериментальные и численные исследования
нарушения стационарности горения интенсивных
разрядов с замкнутым дрейфом электронов

Специальность 01.04.08 — Физика плазмы

Автореферат

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Москва — 2015

Работа выполнена во «Всероссийском электротехническом институте им. В.И. Ленина» (ФГУП ВЭИ)

Научный руководитель: доктор физико-математических наук
Коваленко Юрий Алексеевич

Официальные оппоненты:

Ким Владимир Павлович,
доктор технических наук, профессор,
ИПМ (МАИ),
главный научный сотрудник
Шагайда Андрей Александрович,
кандидат физико-математических наук,
ФГУП «Исследовательский центр им. М.В. Келдыша»,
ведущий научный сотрудник

Ведущая организация:

Институт сильноточной электроники СО РАН (Томск)

Общая характеристика работы

Актуальность темы. Интенсивный разряд с замкнутым дрейфом электронов — это газовый разряд низкого давления, в котором происходит практически полная переработка свободномолекулярного потока газа (или паров металла) в ионы, то есть происходит «интенсивное ионизационное выгорание» и формирование ускоренного квазинейтрального пучка ионов с концентрацией, достаточной, что бы полностью исказить «вакуумное» распределение потенциала. Благодаря совместному действию внешнего магнитного и самосогласованного электрического поля, возникает замкнутый азимутальный (холловский) ток. При этом собственное магнитное поле, генерируемое азимутальным током, предполагается слабым. Этот разряд широко используется в некоторых электрореактивных двигателях (т.н. холловских двигателях, ХЭРД, а так же — в технологических источниках ионов. Однако, даже с учётом несомненных и значительных научно-технических достижений в этой области, по мере углубления и расширения знаний о предмете исследования, обнаруживаются упущения, рождаются вопросы и задачи, от решения которых зависит дальнейший прогресс.

Так большинство устройств с интенсивным разрядом в скрещенных полях неустойчиво к возбуждению высокочастотных градиентно-дрейфовых азимутальных волн. Эта неустойчивость необходима для замыкания электронного тока в областях, где столкновительный механизм диффузии электронов подавлен вследствие интенсивного ионизационного выгорания тяжёлых частиц (в ускорительном слое, за срезом разрядного канала). Этот механизм обеспечивает т.н. аномальную проводимость. В то же время развитие градиентно-дрейфовых волн может приводить к бесстолкновительному выносу электронов на анод и снижению КПД. Представляется возможным альтернативный вариант — поиск такой конфигурации разряда, в которой азимутальная неустойчивость не является необходимым механизмом замыкания электронного тока. Так как она возникает преимущественно в области максимального падения потенциала, в условиях когда циклотронный радиус электрона много меньше размера области (т.е. в гидродинамическом режиме), то необходимо искать решение в условиях, когда эта область максимально сжата и имеет размеры близкие к электронному циклотронному радиусу (кинетический режим). Например, когда магнитное поле быстро спадает за срезом короткого разрядного канала, или кольцевой источник электронов находится достаточно близко по отношению к аноду.

Известно, что разряд почти всегда нестационарен в области низких частот. Самая большая модуляция разрядного тока происходит в диапазоне 10–100 кГц — это «ионизационные» автоколебания. Кроме того известно, что наряду с режимами штатной работы в устройствах данного типа существуют некоторые аномальные режимы в которых ток разряда значительно превышает ток ускоренных ионов, а так же — множество переходных процессов с характерными временами 50–500 мкс. Суще-

ствуется достаточно результатов по исследованию областей существования различных режимов разряда в зависимости от напряжения/расхода/магнитного поля/геометрии канала, но они недостаточно систематизированы. Отсутствуют данные для малых напряжений, о поведении разряда в сильном магнитном поле. Нет данных о поведении азимутального тока во время различных нестационарных процессов и о влиянии создаваемого им магнитного поля. При этом известно, что устойчивость процесса ионизации в значительной степени определяется величиной и формой магнитного поля в канале. Даже малое его изменение может перевести разряд из стационарного режима в нестационарный. Отсутствуют данные о горении разряда при ограничении эмиссионного тока с катода в несамостоятельном режиме. Недостаточно изучен процесс зажигания разряда. Многочисленные экспериментальные исследования касаются в основном СПД, данных о горении разряда в ДАС мало, несмотря на то что он в перспективе может обладать большим КПД за счёт отсутствия стока тепла на стенки канала, кроме того именно такая конфигурация используется в технологических источниках ионов. В связи с этим представляется актуальной задачей всестороннее экспериментальное исследование медленных нестационарных процессов горения разряда в ДАС, особенно тех в которых происходит наиболее сильная модуляция токов; определение областей параметров, в которых они появляются; их математическое моделирование и определение условий существования стабильной формы разряда.

Существует множество гидродинамических, кинетических и гибридных моделей интенсивного разряда в скрещённых полях, однако, ни в одной из них не учитывается влияние собственного магнитного поля азимутального тока на динамику разряда. В условиях сильной модуляции разрядного тока (в некоторых случаях, вплоть до 10-кратного увеличения) пренебрегать этим эффектом нельзя. Кроме того, пренебрежение этим эффектом может давать неадекватные результаты даже в стационарном режиме. В частности, это проявляется в том, что в некоторых моделях появляется сильное электрическое поле с катодной стороны H -слоя, ускоряющее электроны. В реальном разряде поле с катодной стороны автоматически должно быть нулевым, в противном случае, азимутальный ток зависел бы от тока с катода, что не соответствует эксперименту. Кроме того, именно за счёт искажения внешнего магнитного поля собственным полем замкнутого тока происходит передача реактивного импульса ионов на корпус магнитопровода. Т.е. не учитывающие собственное магнитное поле модели не могут считаться в полной мере *самосогласованными*. Поэтому, разработка самосогласованной модели интенсивного разряда в скрещённых полях так же является актуальной задачей. Имеет смысл создание физически адекватной модели интенсивного разряда с классической проводимостью в коротком канале и поиск условий стабильного существования такой конфигурации разряда. Так как низкочастотные колебания возникают преимущественно в анодной области разряда, где из-за малого электрического поля и большого количества столкновений

азимутальная неустойчивость выражена слабо, то выводы такой модели могут быть качественно применимы и к существующим конфигурациям ХЭРД.

Цели данной работы:

1. Экспериментальные исследования переходного процесса в момент зажигания разряда в ДАС с регулируемым катодным током.
2. Экспериментальные исследования области существования разряда, выявление характерных процессов, сопровождающих нарушение стабильности горения разряда и измерение колебаний азимутального тока.
3. Разработка полностью кинетической, учитывающей собственное магнитное поле численной модели интенсивного разряда в коротком канале (с классической проводимостью).
4. Проведение численных расчётов зажигания и горения разряда в режиме классической проводимости при различных внешних параметрах и анализ полученных результатов. Формирование критериев существования стабильной формы разряда.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Результаты экспериментальных исследований зажигания разряда и области существования ускорительного режима в ДАС.
2. Метод измерения переменной составляющей азимутального тока в ДАС и результаты экспериментальных измерений этой величины.
3. Нестационарная полностью кинетическая численная модель интенсивного разряда с учётом размагничивания плазмы собственным полем азимутального тока.
4. Результаты численного моделирования, позволяющие объяснить зажигание разряда и его выход на стационарный режим, а так же возникновение низкочастотных колебаний («пульсаций» и ионизационных).
5. Необходимость учёта размагничивания для корректного описания переходных процессов и неустойчивостей в интенсивном разряде с замкнутым дрейфом электронов в коротком канале.

Научная новизна заключается в том, что:

1. Экспериментально исследован процесс зажигания разряда. Установлено, что в момент зажигания разряда анодный ток может на порядок превышать значения характерные для установившегося режима. Впервые показано, что параметром, определяющим величину «выброса» анодного тока является ток эмиссии с катода компенсатора. При больших значениях эмиссионного тока зажигание происходит коротким импульсом большого тока, а при малых — длительным импульсом меньшего тока. Причём, независимо от того, быстро или медленно происходит зажигание разряда, количество заряженных частиц, участвующих в импульсе тока, остаётся практически постоянным (с поправкой на ионизацию натекающего газа).
2. Экспериментально исследована область существования ускорительного режима в координатах магнитного поля и разрядного напряжения при различных расходах

газа. Показано, что при постоянном напряжении с увеличением магнитного поля анодный ток уменьшается до некоторого минимума, при этом тяга максимальна, а разряд стационарен (оптимальная точка работы), дальнейшее увеличение магнитного поля приводит к незначительному уменьшению тока и возникновению сильных низкочастотных ионизационных колебаний. Ещё большее увеличение магнитного поля приводит разряд в метастабильное состояние, при котором разряд горит ограниченные промежутки времени в «нормальном» режиме, между которыми он хаотически переключается в режим с резким увеличением тока, подобным тому что происходит при зажигании. Параметрические кривые напряжение-магнитное поле, определяющие границы режимов, подобны кривым постоянного размагничивания¹.

3. Впервые для ДАС проведено бесконтактное измерение переменной составляющей азимутального тока. Показано, что низкочастотные колебания анодного тока сопровождаются колебаниями азимутального тока, причём максимум анодного тока сопровождается резким минимумом сигнала азимутального тока. Это связано с периодическим смещением положения «центра масс» азимутального тока.
4. Построена полностью кинетическая, нестационарная, численная модель газового разряда в скрещённых полях с неявной схемой решения уравнений движения в одномерном по координатам и трёхмерном по скоростям приближении. Впервые учтён эффект размагничивания плазмы собственным магнитным полем замкнутого азимутального тока в нестационарной постановке.
5. С помощью численного моделирования показано, что в процессе зажигания разряда и перехода его в установившийся режим, определяющую роль играет размагничивание плазмы собственным полем азимутального тока. В момент зажигания азимутальный ток значительно ослабляет приложенное магнитное поле, формируется катодный слой. Но разряд быстро угасает, так как частота ионизации в нём превышает частоту поступления нейтрального газа. Величина «импульса» тока в момент зажигания определяется током эмиссии с катодной границы.
6. Показано, что при определённом магнитном поле в коротком канале существует стационарный режим горения разряда в режиме H -слоя. Стационарный режим существует, когда частота ионизации меньше или равна частоте поступления газа и отсутствует накопление заряда. В настоящей модели ограничивающее приток электронов электрическое поле на катодной границе получалось автоматически. Все решения, где это поле ускоряло электроны в сторону анода, оказались не устойчивыми.
7. Показано, что в области малых магнитных полей разряд неустойчив к спонтанному увеличению азимутального тока и сильному размагничиванию. Это приводит к резкому возрастанию частоты ионизации (возникает положительная

¹Такие параметры, при которых $H_S/H_0 \equiv \text{Const.}$

обратная связь) и переходу разряда в импульсный режим — «пульсациям» (гипертрофированной форме т.н. «дыхательных мод»). В области больших магнитных полей разряд неустойчив к накоплению избыточного отрицательного пространственного заряда, что приводит к ионизационным колебаниям. Рассчитанные осциллограммы разрядных токов качественно согласуются как с экспериментом, так и с предшествующими численными моделями.

Апробация работы. Основные результаты данной работы докладывались и обсуждались на следующих международных научных конференциях:

1. 11th International Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics, 2012.
2. The 25th International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum (ISDEIV), 2012.
3. The 31th International Conference on Phenomena in Ionized Gases (ICPIG), 2013.
4. 20th International Workshop on Beam Dynamics and Optimization (BDO), 2014.

Личный вклад. Автору принадлежит основная роль в получении экспериментальных результатов и написании расчётного кода описанных в диссертации. Научному руководителю д.ф.-м.н. Ю. А. Коваленко, вед. н.с. д.ф.-м.н. Д. Н. Новичкову и нач.отд. А. Н. Ермилову принадлежат определение цели и постановка задач исследований. Соавторы, участвующие в исследованиях по отдельным направлениям указаны в списке основных публикаций. Обсуждение и анализ результатов проводились соискателем совместно с Ю. А. Коваленко, Д. Н. Новичковым и А. Н. Ермиловым. Все результаты, составляющие научную новизну диссертации и выносимые на защиту, получены автором лично.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 9 печатных изданиях, 4 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК, 5 — в тезисах докладов.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из четырёх глав и заключения. Полный объем диссертации **106** страниц текста с **59** рисунками и тремя таблицами. Список литературы содержит **108** наименований.

Содержание работы

Первая глава носит обзорный характер и играет роль введения. Показана актуальность исследований, сформулированы цели и задачи работы, представлена научная новизна и практическая ценность результатов, приведены основные положения выносимые на защиту. Приведены оценки характерных величин, определяющих горение интенсивного разряда в скрещенных полях в двигателях с замкнутым дрейфом электронов. Рассматриваются основные особенности ионных источников и ХЭРД различной конфигурации (СПД, ДАС, гибридная схема). Дан обзор последних экспериментальных и теоретических наработок в этой области. Описаны основные типы колебаний и неустойчивостей.

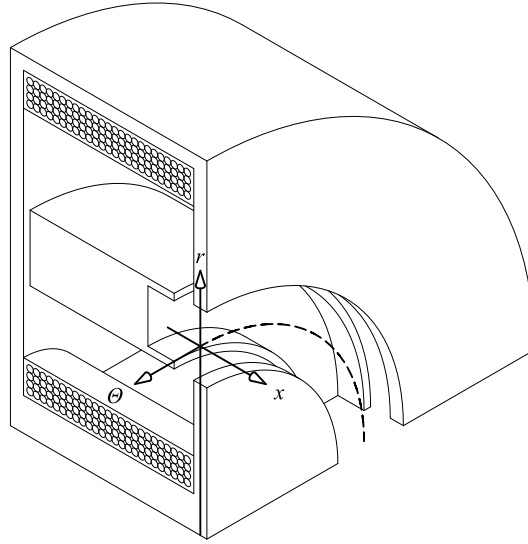


Рис. 1. Схематическое изображение (разрез) ускорителя плазмы с замкнутым током J_Θ .

Устройства, использующие интенсивный разряд с замкнутым дрейфом электронов, представляют собой азимутально симметричные системы, где разряд горит в коаксиальном или цилиндрическом² канале, образованном полюсами магнитопровода — рис. 1. Внешнее магнитное поле параллельно оси r (и имеет преимущественно радиальную компоненту), а электрическое поле — параллельно оси x . Газ поступает с анодной стороны ($x = 0$) и ионизируется электронными ударами. Полученные ионы ускоряются электрическим полем к срезу разрядного канала ($x = L$). Роль катода играет внешняя плазма. Запертые в магнитном поле электроны формируют замкнутый азимутальный (холловский) ток J_Θ , направленный антипараллельно «оси» Θ ³. При этом, максимальные циклотронные радиусы электронов сопоставимы с характерными размерами разрядного канала, а длина их свободного пробега много больше характерных размеров устройства, то есть они двигаются преимущественно без столкновений. Циклотронный радиус ионов много больше характерных размеров устройства, поэтому магнитное поле не оказывает на них заметного влияния.

Для работы ускорителей плазмы с замкнутым дрейфом электронов принципиально важен продольный баланс сил. При достаточно высокой плотности ионного тока (плазменный режим) величина азимутального тока определяется только балансом реактивной F и Амперовой силы:

$$J_\Theta = F \frac{c}{2\pi R_0 H_0}, \quad (1)$$

где F — реактивная тяга ионного потока; R_0 — средний радиус разрядного канала; H_0 — радиальная компонента индукции внешнего магнитного поля.

²В этом случае осевой полюс магнитопровода редуцирован.

³Далее, для удобства этот ток считается положительным.

Азимутальный ток J_Θ генерирует собственное магнитное поле, т.е. усиливает магнитное поле с анодной стороны разряда и ослабляет его с катодной стороны. Обычно, геометрия магнитопровода такова, что значительная часть силовых линий собственного магнитного поля замыкаются через него. Можно сказать, что азимутальный ток размагничивает плазму и имеет место следующее приближённое соотношение:

$$H_S = -\frac{4\pi}{dc} J_\Theta, \quad (2)$$

где H_S — индукция собственного магнитного поля с катодной стороны; d — радиальная ширина разрядного канала (щели подачи газа). Подставляя (2) в (1) можно получить важное соотношение:

$$F = -0.5 R_0 d H_0 H_S. \quad (3)$$

Таким образом, в плазменном режиме реактивную тягу можно трактовать как дисбаланс давлений магнитного поля между катодной и анодной областями разряда — т.е. ускорение ионов происходит благодаря силе Ампера. Можно сказать, что именно за счёт искажения внешнего магнитного поля собственным полем замкнутого тока происходит передача реактивного импульса ионов на корпус магнитопровода. В эксплуатируемых режимах $|H_S| \ll H_0$, поэтому при численном моделировании разряда последним эффектом обычно пренебрегают. Однако, это не всегда корректно.

Вторая глава посвящена экспериментальным исследованиям нестационарных процессов в ДАС. Приведено описание исследуемого макета ДАС, экспериментальной установки (рис. 2) и методики измерений. Для измерения тяги ДАС был смонтирован на тягомере, принцип действия которого основан на автоматической компенсации силы тяги усилием, развиваемым магнитоэлектрическим компенсатором в цепи отрицательной обратной связи. Магнитопровод двигателя закорочен на катодную точку через цепь I_k , которая соединена со стенками вакуумной камеры и связана с термоэмиссионным катодом с косвенным накалом через цепь I_e . RC-фильтр $40\text{Ом} \cdot 100\text{мкФ}$ обеспечивает стабилизацию разрядного напряжения ϕ_A во всём временном диапазоне характерных для разряда колебаний и переходных процессов. Газ (ксенон) поступает сквозь пористую углеродную диафрагму в торце анода. Для устранения нежелательной обратной связи мешающей измерениям тока J_Θ в цепь питания катушки намагничивания введена катушка индуктивности 30мГн , обеспечивающая стабилизацию тока в катушке I_m . Переменная составляющая ЭДС катушки намагничивания δU_m измерялась через интегрирующую цепочку $500\text{Ом} \cdot 3\text{нФ}$ для фильтрации высокочастотной составляющей колебаний. В настоящей работе анализируется только диапазон частот, в котором происходят наиболее существенные осцилляции анодного тока (10–100 кГц). Состояние катодной плазмы (факела двигателя) отслеживалось с помощью подвижного ленгмюровского зонда в виде плоского диска $\varnothing = 7\text{мм}$.

Далее приведены результаты экспериментальных исследований. В частности, приведены результаты исследований переходного процесса в момент зажигания

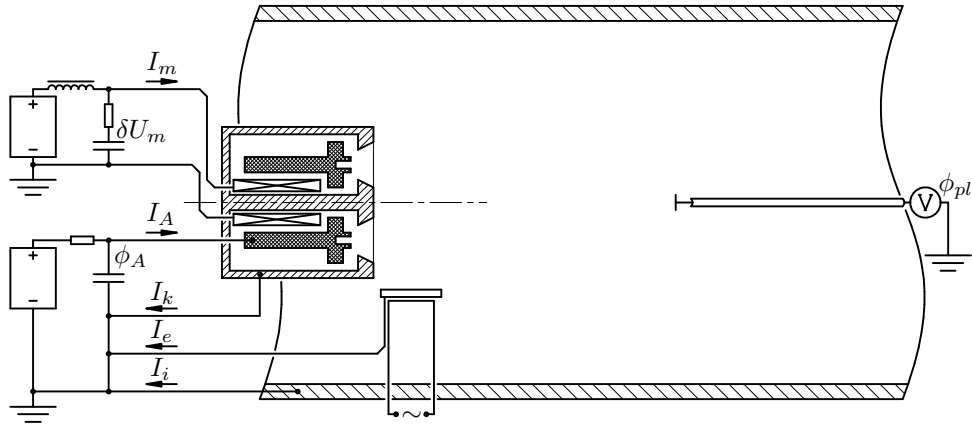


Рис. 2. Схема подключения и измерения исследуемого макета ДАС.

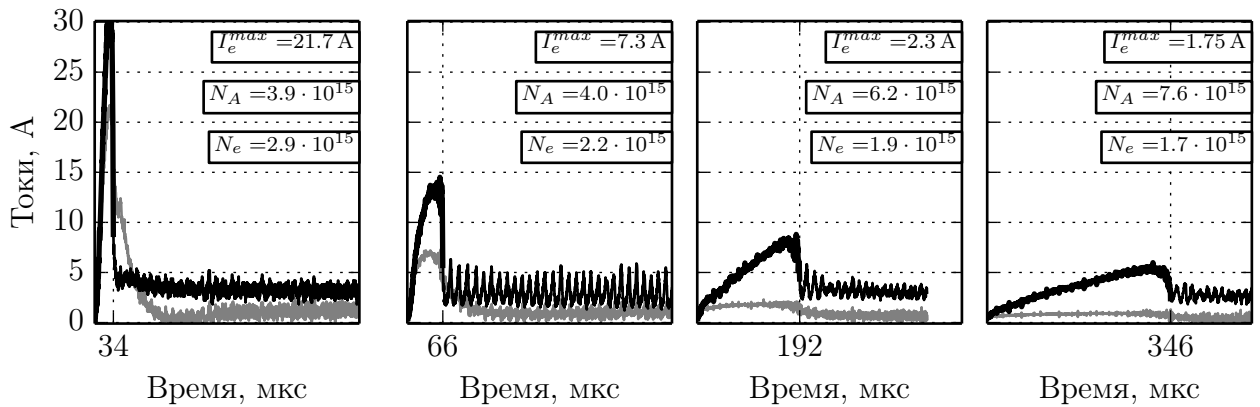


Рис. 3. Осциллограммы зажигания разряда при $Q_A = 1.33 \text{ А}$, $\phi_A \approx 230 \text{ В}$, $H = 260 \text{ Гс}$ и различных температурах катодов. (Верхняя линия — I_A , нижняя — I_e .)

разряда и выхода разряда в установившийся режим горения. Обнаружено, что анодный ток разряда в момент зажигания в 10–20 раз превышает значения, характерные для стационарного режима (рис. 3). Выявлено, что величина «выброса» анодного тока прямо, а длительность — обратно пропорциональна эмиссионной способности катода. Показано, что причина столь сильного увеличения тока — это ионизация большого количества «лишних» атомов, заполняющих двигатель в начальный момент времени, чья концентрация в установившемся режиме много меньше вследствие интенсивного выгорания. Это подтверждается тем, что полное число заряженных частиц, участвующих в «выбросе» тока с учётом натекания газа

$$N_{A0} = \frac{1}{e} \int_0^{\tau_{ign}} I_A(t) dt - \frac{Q_A}{e} \tau_{ign}$$

остаётся практически постоянным и не зависит от времени зажигания. Здесь τ_{ign} — длительность зажигания, Q_A — расход газа, выраженный в эквивалентных Амперах.

Приведены результаты исследования «области существования» разряда. С помощью серии вольт-амперных, магнит-амперных и магнит-тяговых характеристик выявлено, что при фиксированном расходе и различных комбинациях разрядного

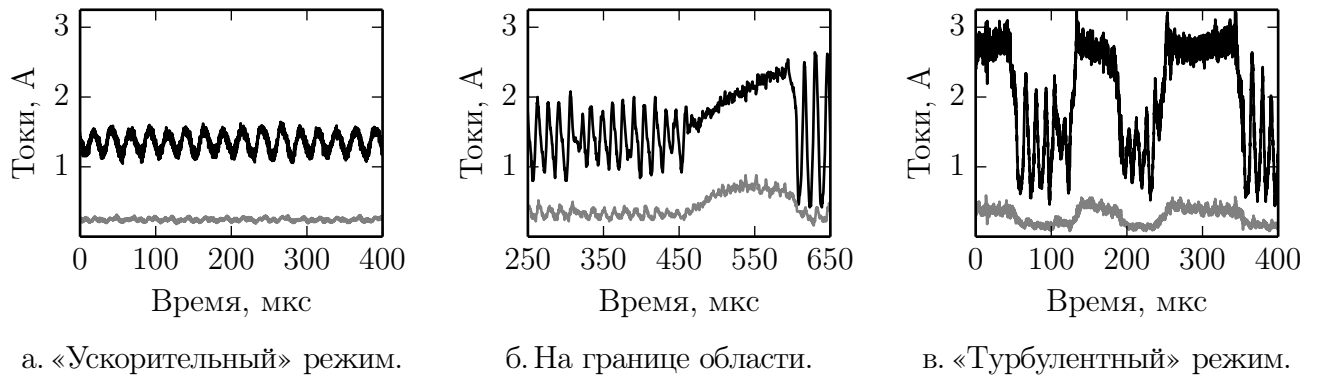


Рис. 4. Два режима (Верхняя линия — ток I_A , нижняя — I_e).

напряжения ϕ_A и индукции магнитного поля в канале H_0 , разряд горит в одном из двух режимах: «ускорительном» (рис.4а.) или «турбулентном» (рис.4в).

В «ускорительном» режиме тяга близка к максимальной и практически не зависит от индукции магнитного поля; при малых H_0 разряд стационарен, при больших характеризуется стабильными автоколебаниями на газокINETической частоте, хорошо оцениваемой по формуле $\sim u_a/\rho_e$, где u_a — тепловая скорость атомов, ρ_e — ларморовский радиус электрона, ускоренного до полной разности потенциалов. Обнаружено, что «ускорительный режим» существует в ограниченной области параметров — рис. 5.

По мере приближения к границе области существования «ускорительного» режима упорядоченный характер автоколебаний нарушается — сначала разряд изредка, на короткие промежутки времени перескакивает в аномальное состояние, при котором полный ток разряда и ток с катода резко возрастают (рис.4б). Таким образом среднее значение токов увеличивается. При пересечении границы количество таких всплесков тока скачкообразно увеличивается и разряд переходит в состояние, показанное на рис. 4в — хаотическое переключение между нормальным и аномальным состоянием. Измерение тяги в «турбулентном» режиме горения не представляется возможным.

В качестве причины возникновения «турбулентного» режима предложен механизм запираания электронного тока из катодной плазмы вследствие смещения области основного падения потенциала к аноду. При этом ток разряда обеспечивается постепенным истощением запасённых в области спадающего магнитного поля двигателя электронов, то есть нормальный разряд существует ограниченное время, после чего происходит процесс аналогичный повторному зажиганию разряда. Такой механизм, в частности, согласуется с тем, что сразу после зажигания разряда вне области существования «ускорительного» режима он нехарактерно долго находится в нормальной стадии, прежде чем появляются характерные для «турбулентного» режима всплески тока — в момент зажигания разряда формируется плотная плазма, способная некоторое время поддерживать необходимый электронный ток.

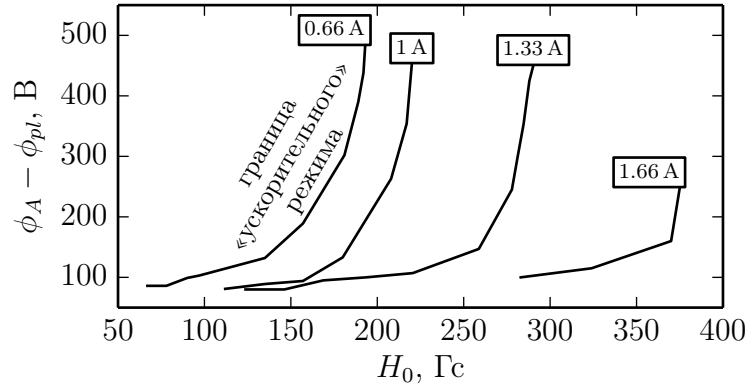


Рис. 5. Область существования

«ускорительного» режима, справа от кривой разряд горит в «турбулентном» режиме.

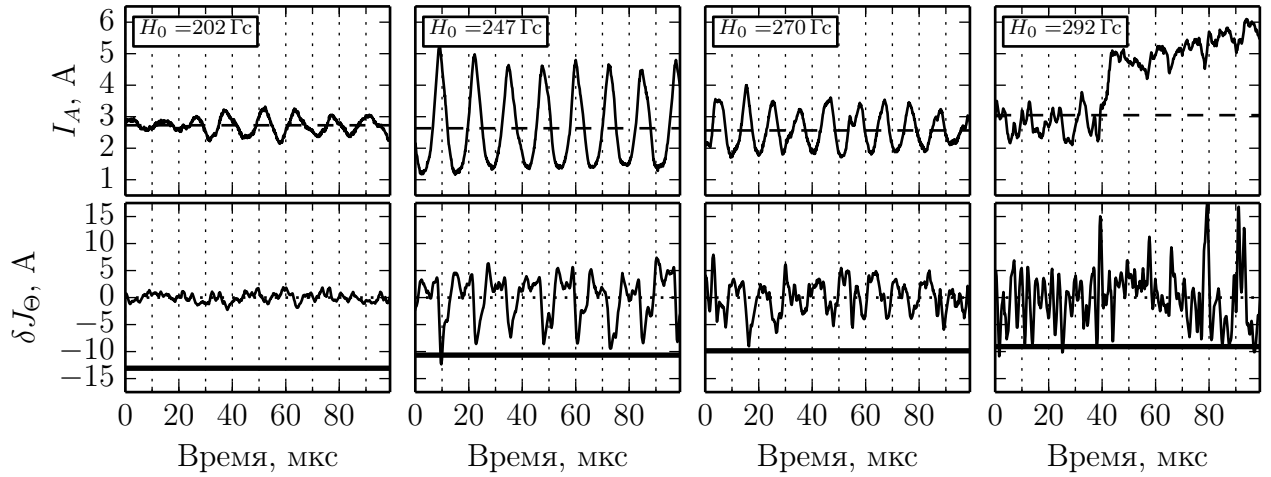


Рис. 6. Характерные

осциллограммы осцилляций анодного и азимутального тока при $\phi_A - \phi_{pl} \sim 350$ В и $Q_A = 1.33$ А.

Приведены результаты исследования низкочастотных колебаний азимутального тока, измеренных индуктивным методом. Метод основан на интегрировании переменной ЭДС, возникающей на катушке намагничивания вследствие изменения магнитного потока через сердечник магнитопровода.

$$\delta J_{\Theta}(t) = -\frac{1}{K} \int_0^t \delta U_m(t) dt - Bt - C,$$

где K — коэффициент взаимной индукции; B и C — корректирующие константы, выбираемые из условия $\int_{t1}^{t2} \delta J_{\Theta}(t) dt \equiv 0$. Для измерения коэффициента взаимной индукции проводился калибровочный эксперимент, в ходе которого азимутальный ток моделировался миниатюрной катушкой. На рис. 6 показаны осциллограммы измерений.

По приведённым осциллограммам видно, что $I_A(t)$ и $\delta J_{\Theta}(t)$ находятся практически в противофазе — минимум азимутального тока совпадает с началом падения анодного тока. Величина δJ_{Θ} может интерпретироваться и как изменение величины азимутального тока и как изменение равновесного положения центра

масс этого тока. Из эксперимента известно, что анодный, ионный, катодный токи меняются в фазе. Тяга пропорциональна ионному току, следовательно, в силу (3) азимутальный ток так же меняется в фазе. Таким образом верной интерпретацией будет одновременное изменение величины азимутального тока и его положения в пространстве, причём максимум азимутального тока соответствует его максимальному удалению от анода, а минимум — ближайшему положению.

Дополнительно приведены результаты зондовых измерений угловой расходимости струи.

Третья глава посвящена описанию методики решения нестационарных кинетических уравнений Власова-Больцмана методом крупных частиц (DSMC/PiC) в приближении электро/магнито-статики. Дано обоснование используемым приближениям в контексте моделирования низкочастотных процессов в разряде в скрещенных полях.

Метод частиц (облаков) в ячейках (PiC) широко применяется для моделирования газовых разрядов. Метод основан на дискретизации электромагнитного поля на некоторой сетке с шагом δh и замене функций распределения суммой N крупных частиц:

$$f \rightarrow \mathcal{W} \sum_N \mathcal{F}(x - x_p) \delta(\vec{v} - \vec{v}_p),$$

где \mathcal{F} — некоторая функция от координат, неравная нулю в окрестности $\pm \delta h$; \mathcal{W} — весовой коэффициент; \vec{v}_p , x_p — скорость и координата частицы соответственно. Время дискретизируется с шагом δt много меньшим, чем характерное время парных соударений частиц. Таким образом, решение системы уравнений Власова-Больцмана на каждом временном шаге сводится к интегрированию N уравнений движения частиц в форме Ньютона совместно с уравнениями для электрического и магнитного полей. Электростатическое поле вычисляется с помощью уравнения Пуассона, а собственное магнитное поле азимутального тока — интегральным методом, и суммируется с внешним. Редкие соударения частиц (упругие, ионизационные, возбуждение, перезарядка, кулоновское рассеяние электронов на тяжёлых ионах) моделируются методом Монте-Карло (DSMC) как малые поправки к функциям распределения.

Ввиду необходимости моделировать эволюцию разряда на длительных газодинамических временах в условиях, когда максимальная концентрация плазмы может меняться на порядки, для решения уравнений движения использовалась неявная (относительно полей) разностная схема Бородачёва, которая в отличие от традиционно используемой явной схемы LeapFrog не накладывает жёстких ограничений на максимальные δt и δh .

В программе функция распределения представлена в виде одномерного массива, разделённого на равные промежутки постоянного размера, каждый из которых соответствует ансамблю частиц с определённым диапазоном координат. Т.е.

частицы упорядочены в памяти с точностью до δh . Это удобно для Монте-Карло моделирования, так как обеспечивает локальность данных.

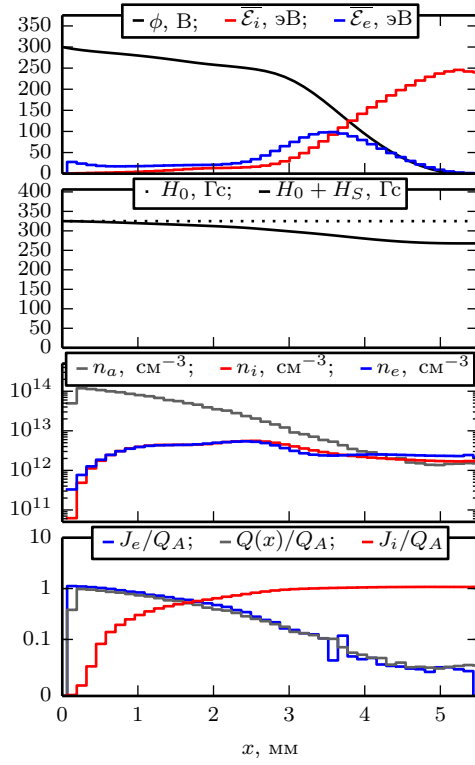
Полный временной переход $t_0 \rightarrow t_1$ выполняется следующим образом:

1. Определяется оптимальный временной шаг $\delta t = \delta h / v_e$.
2. Проводится инжекция частиц.
3. Запускается субцикл для интегрирования уравнений движения (PiC-этап):
 - 3.1. Производится расчёт электрического и магнитного полей.
 - 3.2. Интегрируются уравнения движения всех заряженных частиц и проводится их взвешивание на сетку.
 - 3.3. Субцикл повторяется заданное число раз или завершается когда максимальная ошибка расчёта электрического поля минимизируется (обычно, достаточно 3–5 итераций).
 - 3.4. На последней итерации одновременно со взвешиванием проводится пересортировка частиц по массиву, удаление частиц покинувших объём и запись их вкладов в токи/тягу. При переходе через катодную границу любая частица удаляется (для ионов рассчитывается вклад в тягу); при столкновении с анодом заряженная частица так же удаляется (ион рекомбинирует в атом с температурой анода).
4. Проводится моделирование столкновений (DSMC-этап).
5. Собирается статистика, $t_1 = t_0 + \delta t$.
6. Ввиду того, что атомы двигаются значительно медленней электронов и ионов, расчёт их движения производится на большем временном интервале $\delta t_a \approx \delta h / u_a$. На этом же временном интервале статистика записывается в файл.

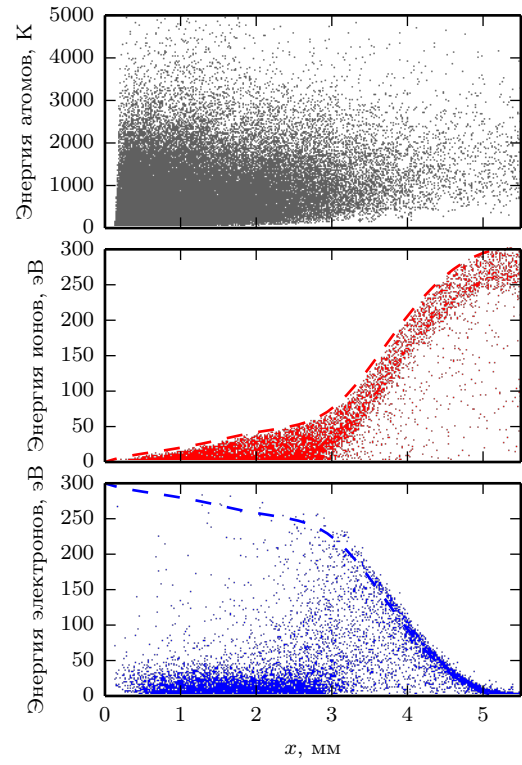
Четвёртая глава включает в себя результаты одномерного (одна координата, три скорости) моделирования разряда.

В частности, расчёт процесса зажигания показал что «выброс» анодного тока обеспечивается двумя механизмами: быстрой ионизацией плотного газа и практически полным размагничиванием плазмы собственным магнитным полем азимутального тока.

Дальнейшая серия численных расчётов показала, что в определённых условиях возможен переход разряда в стационарный режим. Один из них при $L = 5.5$ мм и $H_0 = 325$ Гс рассмотрен ниже. На рис. 7а представлены параметры плазмы. На верхнем изображении показан потенциал плазмы и средние энергии ионов $\bar{\mathcal{E}}_i$ и электронов $\bar{\mathcal{E}}_e$; на следующем — распределение магнитного поля (внешнее H_0 (отмечено пунктиром) + собственное поле H_S); на третьем — концентрации газа и плазмы; на последнем — потоки заряженных и нейтральных частиц (нормированные на Q_A , синим цветом отмечены электроны, красным — ионы, серым — атомы). На рис. 7б представлены функции распределения частиц по энергиям. Можно выделить две характерные зоны: плотную анодную плазму и зону ускорения. Анодная плазма



а. Параметры плазмы.



б. Функции распределения.

Рис. 7. Стационарный разряд при $H_0 = 325 \text{ Гс}$. Высота циклоиды электрона $\approx 2.5 \text{ мм}$.

(рис. 8а) занимает около половины разрядного промежутка и 90% актов ионизации происходит в этой области. Максимальная плотность анодной плазмы $\sim 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, а характерная средняя энергия электронов $\sim 10 \text{ эВ}$. Длина зоны ускорения (рис. 8б) около полутора максимальных электронных ларморовских радиусов и около 5% ионизаций происходит в этой зоне. В обеих областях плазма сохраняет квазинейтральность. Стоит отметить, что основная особенность этого режима в том, что с катодной (рис. 8в) стороны $-\partial\phi/\partial x|_{x \rightarrow L} \leq 0$, это очень важно, так как электрическое поле тормозит поступление электронов и не позволяет азимутальному току увеличиваться без ограничений, ионизируя весь газ в канале. Никаким варьированием граничных условий на катоде не удалось увеличить азимутальный ток. Даже при инжекции обратного ионного потока с концентрацией близкой к концентрации ускоренной струи (что может соответствовать, например, перезарядочной плазме или плазме, инжектируемой из полого катода-компенсатора) плазма просто отражается от потенциального барьера, лишь незначительно смещая границу ускорительного слоя в сторону анода.

Расчёт так же показал появление характерных низкочастотных колебаний в условиях, когда размер разрядного промежутка и величина магнитного поля несогласованны. В области малых магнитных полей развиваются специфические колебания — «пульсации» (рис. 9а). Причина возникновения «пульсаций» — появление

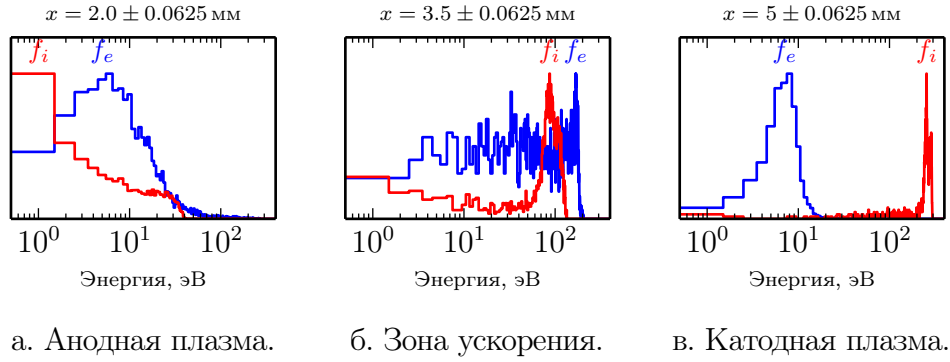


Рис. 8. Детальный вид функций распределения (нормированных)

положительной обратной связи между тягой (ионным током) и размагничиванием. Обратная связь реализуется следующим образом:

1. Небольшое увеличение ионного тока немного усиливает размагничивание с катодной стороны разряда.
2. H -слой расширяется, и граница магнетронной отсечки смещается ближе к аноду, в область более плотного газа.
3. Под действием СХТ газ выгорает. Это, в свою очередь, приводит к ещё большему усилению ионного тока и ещё большему размагничиванию.
4. Азимутальный ток увеличивается до тех пор, пока граница магнетронной отсечки не пересечёт анод (и частота ионизации упадёт), или пока весь газ не окажется ионизированным.

Процесс развивается лавинообразно, аналогично зажиганию. Такие пульсации наблюдались в экспериментах на ДАС с плоским пористым анодом. В устройствах использующих полый анод и неоднородное магнитное поле эта неустойчивость в значительной степени подавлена за счёт наличия буферной зоны, сохраняющей плазму в момент минимума тока, и рекомбинации «лишних» ионов на стенках анодной полости.

В больших магнитных полях развиваются ионизационные колебания (рис. 9б–в). Они вызваны появлением дополнительного электрического поля в анодной плазме, которое помогает электронам достичь анодной поверхности. Детальный анализ показал, что причиной появления этого поля является нарушение непрерывности потоков заряженных частиц. В определённый период времени ионы покидают разряд быстрее чем электроны,двигающиеся в режиме диффузии. Т.е. происходит зарядка разрядного промежутка. Избыточный отрицательный заряд сразу же создаёт дополнительное электрическое поле, благодаря которому непрерывность тока восстанавливается. Однако, это же электрическое поле сообщает дополнительную энергию электронам, что увеличивает частоту ионизации. Вследствие этого нарушается уже непрерывность потоков тяжёлых частиц. Этот процесс в целом происходит аналогично «пульсациям», однако, так как электрическое поле

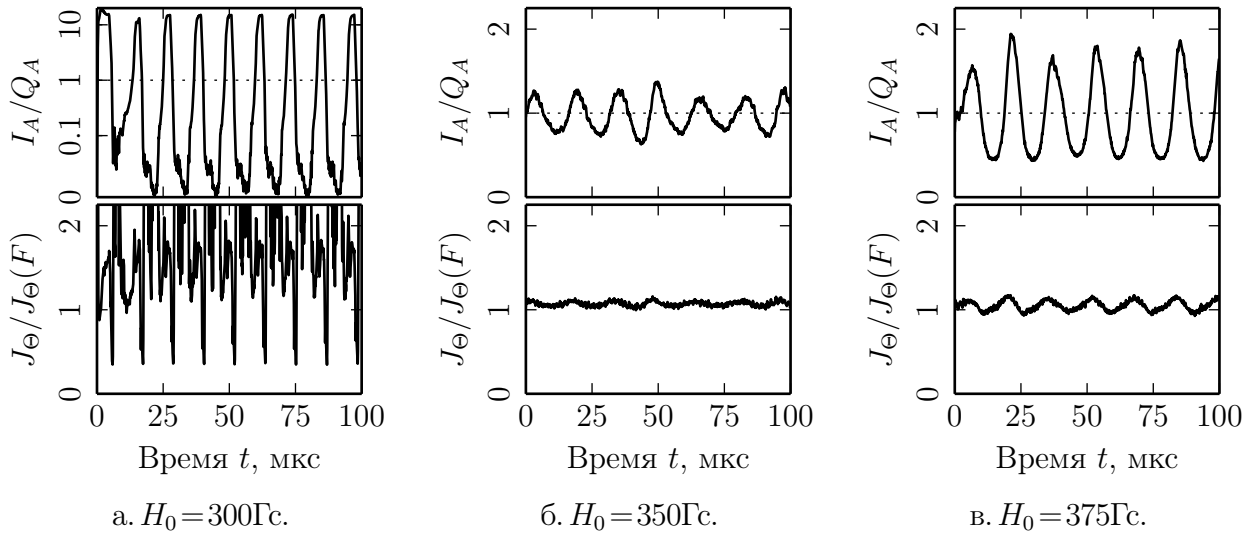


Рис. 9. «Пульсации» и ионизационные автоколебания.

с катодной стороны разряда по прежнему тормозит электроны, азимутальный ток остаётся ограничен и не может возрасти до полного размагничивания.

С увеличением магнитного поля колебания усиливаются и начинают затрагивать не только анодную плазму но и весь ускорительный слой, потенциал которого периодически падает до нуля с образованием виртуального катода, т.е. «центр масс» азимутального тока периодически смещается к аноду. Эта неустойчивость экспериментально наблюдается в большинстве экспериментов на ДАС и СПД. Стоит отметить, что в условиях сильных ионизационных колебаний и «пульсаций» условие (1) нарушается — т.е. появляется ненулевая сила действующая на азимутальный ток.

Целесообразно разработать магнитную систему, в которой внешнее магнитное поле быстро спадает за срезом разрядного канала и электроны свободно поступают в ускорительный слой. Вариант такой магнитной системы представлен на рис. 10. Компенсация арочного магнитного поля осуществляется за счёт дополнительных катушек **K2** и **K3**, которые намотаны обратно **K1**.

Результат расчёта стационарного режима в этой конфигурации показан на рис. 11. Характерная особенность такой формы разряда в том, что для стационарного горения обязательно наличие катодной плазмы с концентрацией близкой к концентрации пучка ускоренных ионов. Для этого необходимо вместе с электронами инжектировать холодные ионы с катодной стороны. Катодная плазма играет стабилизирующую роль, так как не позволяет границе ускоряющего слоя сместиться вплотную к катоду. Возникающие в разряде низкочастотные неустойчивости аналогичны рассмотренным выше. Однако, амплитуда тока протекающего во время «пульсаций» оказалась ниже. Это объясняется тем, что граница магнетронной отсечки не может сместиться вплотную к аноду в область слабого магнитного поля и потери электронов меньше. Т.е. спадающее к аноду магнитное поле стабилизирует эту неустойчивость.

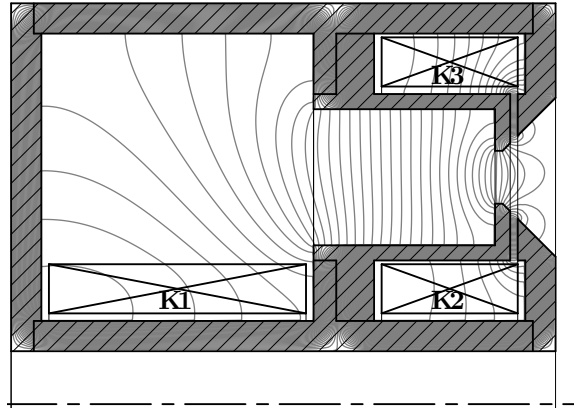
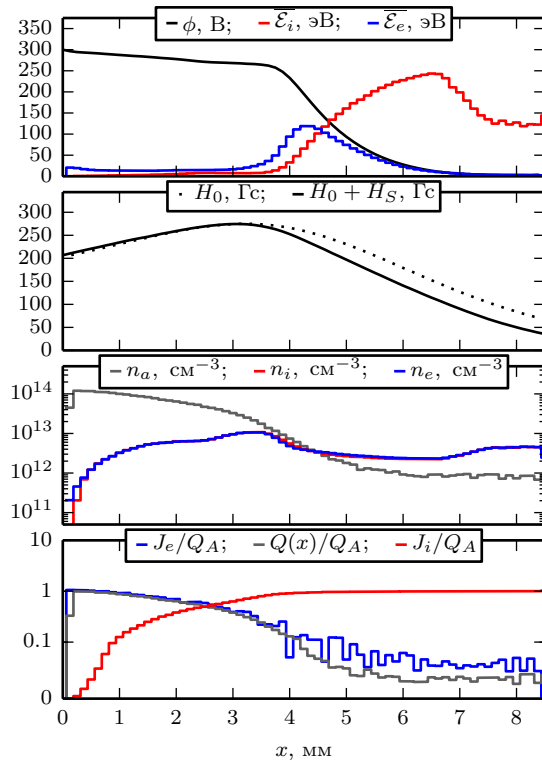


Рис. 10. Конфигурация магнетрона с размагничивающими катушками.

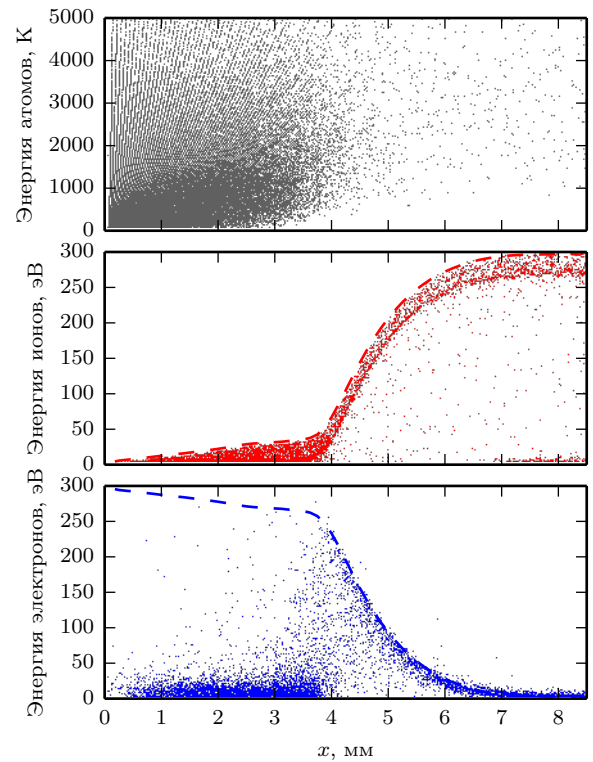
Стоит отметить, что необходимость значительной концентрации катодной плазмы, возможно, является ограничением одномерной модели, которое связано с ускорением электронов в аксиальном направлении за счёт прикатодного скачка потенциала плазмы (что усиливают азимутальный ток и размагничивание). Поэтому, потенциал катодной плазмы необходимо поддерживать как можно ближе к нулю (а в слабом магнитном поле он неизбежно положителен). Тем не менее, расчёт показал, что даже при инжекции значительного электронного тока ($J_{e0} \sim Q_A \sqrt{M/m}/2$) разряд без катодной плазмы остаётся нестабильным. Зажигания-гашения повторяются до тех пор, пока не произойдёт захват плазмы с катодной стороны и образование виртуального катода с $\phi < 0$. В таком состоянии разряд (мета)стабилен.

В **заключении** приведены основные результаты работы:

1. В момент зажигания разряда происходит быстрая ионизация плотного газа и практически полное размагничивание плазмы собственным магнитным полем азимутального (холловского) тока, вследствие чего, процесс зажигания целиком определяются величиной тока с катода.
2. Исследована область существования интенсивного разряда. Показано, что существует «турбулентный» режим — область параметров, где не возможен ни стационарный «ускорительный» режим, ни режим с установившимися колебаниями.
3. Измерена переменная составляющая азимутального (холловского) тока, показано, что в ряде режимов его колебания велики.
4. Построена нестационарная одномерная, полностью кинетическая модель интенсивного разряда, учитывающая размагничивание. Получены решения для зажигания разряда, стационарного режима, «пульсаций» и ионизационных колебаний. Показано, что в коротком канале возможно горение стационарного разряда в режиме H -слоя и классической проводимостью. Ни при каких условиях не удалось получить E -слой.
5. Показано, что в неустойчивых режимах собственное магнитное поле азимутального тока может оказывать определяющее влияние на горение разряда, так как



а. Параметры плазмы.



б. Функции распределения.

Рис. 11. Разряд в сильно неоднородном магнитном поле. Высота циклоиды электронов ≈ 3 мм.

возможно появление положительной обратной связи между частотой ионизации и размагничиванием. Его учёт так же необходим для корректного описания механизма зажигания разряда.

Основные публикации автора по теме диссертации:

1. Новичков Д. Н., Ермилов А. Н., Сапронова Т. М., Чернышев Т. В. Исследование тяговых характеристик макета холловского реактивного двигателя с полым анодом // ТВТ. 2013. Т. 51, № 3. С. 375–380.
2. Ермилов А. Н., Ерошенков В. Ф., Коваленко Ю. А., Королёв С. В., Чернышёв Т. В., Шумилин А. П. Особенности зажигания интенсивного несамостоятельного разряда в скрещенных полях с термоэмиссионным катодом // Теплофизика высоких температур. 2013. Т. 51, № 4. С. 497.
3. Ермилов А. Н., Ерошенков В. Ф., Новичков Д. Н., Коваленко Ю. А., Сапронова Т. М., Королёв С. В., Чернышёв Т. В., Шумилин А. П. Экспериментальное исследование области существования интенсивного несамостоятельного разряда в скрещенных полях // Теплофизика высоких температур. 2013. Т. 51, № 5. С. 670.
4. Ермилов А. Н., Ерошенков В. Ф., Новичков Д. Н., Коваленко Ю. А., Сапронова Т. М., Чернышёв Т. В., Шумилин А. П. Об осцилляциях холловского тока в двигателе с анодным слоем // Теплофизика высоких температур. 2014. Т. 52, № 3. С. 371–380.