

На правах рукописи

Боброва Надежда Александровна

ГИДРОДИНАМИКА КАПИЛЛЯРНЫХ РАЗРЯДОВ И
ДИССИПАТИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ В МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ПЛАЗМЕ

Специальность 01.04.02 — теоретическая физика

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва — 2010

Работа выполнена в Государственном Научном Центре Российской Федерации
Институте теоретической и экспериментальной физики им. А.И.Алиханова

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор Баранов Владимир Борисович
(Институт прикладной механики им. А.Ю.Ишлинского РАН)

доктор физико-математических наук, профессор Ерохин Николай Сергеевич (Институт
космических исследований РАН)

академик РАН, доктор физико-математических наук, профессор Смирнов Валентин
Пантелеймонович (Объединенный институт высоких температур РАН)

Ведущая организация: ГНЦ РФ Троицкий институт инновационных и термоядерных
исследований

Защита состоится 11 ноября 2010 г. в 11⁰⁰ часов на заседании диссертационного совета Д
002.113.03 в Институте космических исследований РАН
по адресу: 117997, ГСП-7, Москва, Профсоюзная улица, дом 84/32.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института космических исследований
РАН (117997, ГСП-7, Москва, Профсоюзная улица, дом 84/32)

Автореферат разослан 10 октября 2010 г.

Ученый секретарь

диссертационного совета Д002.113.03

кандидат физико-математических наук

Т.М.Буринская

Общая характеристика работы

Актуальность темы

Принципиальная схема капиллярного разряда очень проста: к концам газонаполненного или пустого капилляра прикладывается импульсное напряжение, возбуждающее электрический ток, взаимодействие которого с газом и со стенками капилляра создает плотную горячую плазму, характеризуемую высокой излучательной способностью и заданным распределением плотности. Именно с простотой конструкции и с возможностью различных применений связан интерес к капиллярным пинчам. В последние годы капиллярные разряды привлекают всеобщее внимание в первую очередь в связи с их применениями для создания компактных рентгеновских лазеров и ускорителей заряженных частиц относительно небольшого размера.

Создание источников мощного когерентного рентгеновского излучения представляет собой одну из основных задач исследований в современной физике. Приложения результатов исследований по рентгеновским лазерам включают в себя обширный круг задач, связанных с атомной и молекулярной спектроскопией, биофизикой, медициной, литографией, материаловедением и диагностикой плотной плазмы. Рентгеновские лазеры с длиной волны меньше 1 нм найдут применение в микроскопии и голографии биологических объектов, в медицинской диагностике и разработке новых лекарств.

Рентгеновские лазеры на свободных электронах, находящиеся в стадии строительства и входящие в строй в США, Германии и Японии, представляют одно из лидирующих направлений в данной области. Однако их уникальность, большая стоимость и небольшое число не позволит в ближайшем будущем удовлетворить запросы многочисленных потенциальных пользователей, включающих университетские лаборатории, фармацевтические компании и медицинские центры. В сложившейся ситуации неоспоримую актуальность приобретают исследования, направленные на создание компактного и эффективного рентгеновского лазера. Известно, что работа таких источников основана на свойстве плотной и горячей плазмы испускать интенсивное электромагнитное излучение. В частности, для формирования неравновесной среды для рентгеновских лазеров используется быстрый разряд в капилляре. Эксперименты показывают, что при развитии разряда в капилляре создается сильно ионизованная плазма с необходимыми для работы рентгеновского лазера параметрами. Исследования

в этой области привели к созданию действующих компактных рентгеновских лазеров, примером чему служит компактный лазер созданный группой проф. Рокка в университете Колорадо в США. Этот лазер, работающий в области жесткого ультрафиолета/мягкого рентгена, применяется в настоящее время в материаловедении и диагностике.

Другая хорошо развитая область применения капиллярных разрядов связана с тем, что в результате развития разряда в плазме внутри капилляра на определенной стадии его развития формируется радиальный профиль плотности плазмы, оптимальный для каналирования ультракоротких лазерных импульсов большой мощности. Поэтому капиллярные волноводы широко применяются в лазерных ускорителях ультрарелятивистских электронов в рамках концепции ускорения частиц кильватерным полем, генерируемым в плазме ультракоротким лазерным импульсом. Далее пучки электронов инжектируются в виглеры с целью создания компактных лазеров на свободных электронах, предназначенных для генерации когерентного жесткого электромагнитного излучения. Наблюдается быстрый прогресс практически во всех научных организациях, работающих с короткоимпульсными мощными лазерными установками для ускорения электронов, в которых используются системы с капиллярными разрядами. Так, например, в Университете Беркли в США в группе проф. Лиманса недавно были получены пучки ускоренных электронов высокого качества с энергией, превышающей 1 ГэВ, при каналировании лазерного излучения 40 ТВт фемтосекундного лазера в капилляре длиной в несколько сантиметров.

Для теоретического описания процессов в плотной столкновительной плазме капиллярных разрядов, необходимого для выбора и оптимизации режимов работы таких рентгеновских лазеров и ускорителей заряженных частиц, требуется развитие адекватных моделей и проведение обширного компьютерного моделирования, что указывает на актуальность данной диссертационной работы.

Цель работы

Основная цель диссертационной работы — теоретическое исследование и численное моделирование различных режимов динамики плазмы в капиллярных разрядах. Описание поведения плазмы в разряде проведено в рамках приближения двухтемпературной магнитной гидродинамики. Принципиальным при описании развития капиллярных разрядов является учет различных диссипативных процессов

и взаимодействия плазмы со стенками капилляра, их испарение с последующей ионизацией образовавшегося газа, дальнейшее расширение плазмы внутрь капилляра, сопровождающееся формированием ударных волн, их схождение к оси и формирование области короткоживущей горячей и плотной плазмы. В этой области возникают условия для вынужденного излучения в рентгеновском диапазоне (лазерного излучения).

Другая важная область применения капиллярных разрядов связана с физикой взаимодействия мощных ультракоротких лазерных импульсов с веществом. В этом случае используется другой по сравнению со случаем рентгеновских лазеров режим, в котором плазма внутри капилляра находится в состоянии динамического, но не теплового равновесия, характеризуемого параболическим распределением плотности с минимумом на оси капилляра. Такие капиллярные разряды используются для каналирования лазерных импульсов, создавая условия, как для фокусировки лазерного излучения в относительно маленькое пятно, чем обеспечивается его высокая интенсивность, так и для транспортировки лазерного импульса без дифракционного расплывания на расстояния, превышающие релеевскую длину, что необходимо для достижения высоких энергий ускоренных частиц.

При моделировании динамики капиллярных разрядов следует учитывать многочисленные диссипативные процессы, то что плазма состоит из нескольких сортов многозарядных ионов, сложный характер граничных условий на стенках капилляра и нелинейность магнитогидродинамических течений плазмы. Это указывает на необходимость проведения аналитических расчетов диссипативных коэффициентов и создания адекватных компьютерных кодов. В первую очередь необходимо получить систему уравнений двухтемпературной магнитной гидродинамики (МГД), учитывающую нестационарность неоднородного химического состава плазмы. Плазма в капиллярных разрядах часто состоит из нескольких сортов ионов. Обычно при численном моделировании процессов, происходящих в капиллярных разрядах, это не учитывается. Очевидно, что ионы разной массы могут вести себя по-разному, их концентрации могут по-разному зависеть от координат и времени. Эта проблема возникает не только при исследовании капиллярных разрядов. Плазма в природных объектах и лабораторных установках часто имеет сложный химический состав. Кроме электронов в ее состав входят ионы, различающиеся по массе и/или заряду. Характер диффузии примеси (назовем так одну из компонент ионной составляющей плазмы) относительно основной плазмы часто определяет работоспособность тех или иных

плазменных приборов таких кроме капиллярных разрядов, например, как токамаки. Ранее возможность теоретического описания эволюции химического состава плазма была сильно ограничена из-за отсутствием надежных физических моделей. Получение системы уравнений для плазмы, состоящей из нескольких сортов ионов является одной из основных целей настоящей диссертации. Кроме этого необходимо развитие методов численного моделирования для решения начальной/граничной задачи для данной системы нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных. Конечной целью теоретических исследований различных режимов капиллярных разрядов является выбор оптимальных условий для тех или иных экспериментальных работ и теоретическая интерпретация их результатов.

Непосредственная цель данной диссертации состоит в адекватном теоретическом описании и численном моделировании различных режимов динамики плазмы в капиллярных разрядах.

Научная новизна

Все перечисленные ниже результаты диссертационной работы получены впервые.

1. Построена магнитогидродинамическая модель для описания динамики плазмы в капиллярных разрядах на основе двухтемпературной МГД в одномерном приближении. Учтены все важные в рассматриваемых режимах диссипативные процессы. Разработана модель для описания уравнения состояния и степени ионизации как для плазмы с достаточно высоким атомным номером ионов, так и для водородной плазмы. Учтено испарение вещества стенки канала.

2. В работе создано новое научное направление, отвечающее теории нелинейной динамики плазмы капиллярных разрядов. Впервые проанализированы методами МГД-моделирования различные режимы развития капиллярного разряда внутри канала в веществе. С существованием достаточно многих типов капиллярных разрядов связан широкий диапазон параметров задач, включая параметры внешней электрической цепи, исследованных в работах на которых основана данная диссертация.

3. Исследована динамика плазмы капиллярных разрядов, используемых для создания лазеров в мягком рентгеновском диапазоне. Показано, что около оси разряда в результате кумуляции сходящейся ударной волны образуется горячая плотная сердцевина (кern), где и происходит усиление излучения неоноподобного аргона. Обнаружено, что перераспределение электрического тока между аргоновой плазмой

и плазмой, образовавшейся в результате испарения стенок капилляра, оказывает существенное влияние на параметры плазмы ядра. Найдены безразмерные параметры, описывающие динамику плазмы в капилляре и зависимости максимальных значений плотности и температуры плазмы в ядре от параметров разряда.

4. Рассмотрен разряд в капилляре, заполненном азотом или парами бора. Определены оптимальные параметры, при которых в керамическом капилляре с неиспаряющимися стенками может происходить усиление спонтанного излучения водородоподобных ионов азота или бора. Показано, что эффективное усиление спонтанного излучения бора (26.23 нм) возможно при более низком максимуме электрического тока и при большем полупериоде тока, чем в случае азота (13.38 нм). Удастся достичь коэффициента усиления, который на порядок выше, чем для азота. Это связано с тем, что в случае бора нужна более низкая электронная температура, чтобы получить нужное количество полностью ионизованных атомов. Оценки влияния испарения стенок капилляра указывают на серьезное препятствие на пути использования рекомбинационной схемы создания инверсной заселенности переходов водородоподобных ионов с большими Z . Чтобы получить эффективное усиление спонтанного излучения, капилляр должен быть сделан из неиспаряющегося в рассматриваемом интервале импульсов тока материала.

5. Показано, что заполненные газом капиллярные разряды представляют интерес для каналирования лазерных импульсов. МГД моделирование показывает, что в относительно медленных разрядах в заполненных водородом капиллярах формируются плазменные каналы с параболическим профилем плотности, причем плазма в нем полностью ионизована. Время жизни такого плазменного волновода достаточно велико, что снимает проблему синхронизации каналируемого лазерного импульса и капиллярного разряда. Кроме того, как показали наши оценки, капилляр можно использовать для каналирования лазерного излучения более тысячи раз практически без изменения его свойств.

6. Показано, что плотная ($n_e \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$) плазма с температурой несколько эВ может быть создана в капиллярном разряде с испаряющимися стенками. На начальной стадии происходит быстрое сжатие плазмы (или пинчевание) от стенок канала к его оси. Максимальные значения электронной и ионной температур достигаются приблизительно в момент максимума электрического тока. Давление плазмы почти постоянно вдоль сечения капилляра после короткой (~ 60 нс) начальной стадии

разряда. Значение давления плазмы при $t > 60$ нс, полученное при моделировании, значительно превосходит давление магнитного поля, создаваемого электрическим током разряда. Поэтому в первом приближении можно пренебречь силой Ампера и считать, что капиллярная плазма удерживается в радиальном направлении стенками капилляра. Максимум электронной температуры на оси T_e приводит к образованию на оси минимума электронной плотности n_e при условии сохранения высокой степени ионизации, когда электроны дают существенный вклад в давление плазмы.

7. Получена двухтемпературная МГД модель замагниченной плазмы, состоящей из электронов и двух сортов ионов в случае, когда масса ионов сорта 1 много меньше массы ионов сорта 2, $m_1 \ll m_2$. Ионная компонента описывается одной скоростью, температурой и плотностью. В плазме, состоящей из электронов и двух сортов ионов, возникает новый параметр, описывающий состояние такой плазмы – её состав, который может изменяться в пространстве и во времени.

8. Полученная система уравнений отличается от известной системы уравнений Брагинского. В ней появилось новое уравнение, описывающее эволюцию концентрации примеси, и новые физические процессы, связанные с потоком примеси. В полученной системе уравнений учтено возможное существование сторонних электрических зарядов и токов, которые могут создаваться, например, высокоэнергичными пучками заряженных частиц. Кроме того конечная форма МГД уравнений, в отличие от уравнений Брагинского, не содержит членов, описывающих электронную инерцию. Было показано, что в первом приближении по малому параметру $l_{ei}/L \ll 1$ этими членами следует пренебречь.

9. Выражения для диссипативных потоков отличаются от полученных в работе С.И.Брагинского не только из-за наличия двух сортов ионов, но и вследствие того, что учтено возможное различие кулоновских логарифмов для столкновений частиц разных сортов. Все кинетические коэффициенты вычислены как аналитические функции степеней ионизации. Электронная вязкость имеет вид, отличный от приведённого в обзоре С.И.Брагинского.

10. Рассмотрено простейшее равновесное решение системы уравнений для плазмы, состоящей из электронов и двух сортов ионов в случае аксиально-симметричной конфигурации плазмы и магнитного поля. Показано, что плотности тяжелых и легких ионов ведут себя по-разному.

Выносимые на защиту положения

Основные результаты диссертационной работы, выносимые на защиту, формулируются следующим образом:

1. Магнитогидродинамическая модель для описания динамики плазмы в капиллярных разрядах, в которой учтены все важные в рассматриваемых режимах диссипативные процессы, испарение вещества стенки канала и добавлены уравнение состояния и определение степени ионизации как для плазмы с достаточно высоким атомным номером, так и для водородной плазмы.

2. Несмотря на простоту конструкции капиллярного разряда, существует несколько резко отличающихся друг от друга типов динамики плазмы в капилляре. Именно этим свойством капиллярных разрядов определяется возможность их широкого применения для различных приложений. Поведение плазмы в таком разряде зависит от нескольких параметров, причем изменяться эти параметры могут в достаточно широких пределах. Принципиальными в капиллярных разрядах являются взаимодействие плазмы с материалом стенок, его испарение и ионизация образовавшегося газа. Этот процесс сильно зависит от материала стенок капилляра. Если капилляр сделан из пластика (полиацетата, полиэтилена, т.п.), то испарение стенок капилляра надо учитывать для электрического тока в интервале 200 А-40 кА и радиуса капилляра в интервале 200 мкм - 4 мм. Увеличение значения теплоты испарения вещества стенок канала, т.е. переход от полиацетата к керамике при тех же параметрах разряда приводит к локализации всего электрического тока внутри канала, отрыву и термоизоляции плазмы от стенок и более эффективному сжатию и нагреву плазмы.

Большое значения для определения типа динамики капиллярного разряда имеет магнитное поле. Существуют два предельных случая. В первом случае, картина развития разряда такова: приложенный извне импульс электрического тока нагревает плазму и создает азимутальную компоненту магнитного поля, что приводит к пинчеванию плазмы. Джоулев нагрев не играет существенной роли. В результате пинч-эффекта на оси разряда образуется область горячей и плотной плазмы. Во втором случае влиянием магнитного поля можно пренебречь. Характерное время проникновения электрического поля в плазму, скиновое время, много меньше характерного времени разряда. В этом случае электрическое поле однородно вдоль радиуса, и электрический ток быстро проникает в плазму. В результате сильного джоулева нагрева давление плазмы становится много больше магнитного давления. Это означает, что роль магнитного поля пренебрежимо

мала и можно пренебречь пинч-эффектом.

3. В капиллярном разряде в канале, заполненном аргоном, около оси разряда в результате кумуляции сходящейся ударной волны образуется горячая плотная сердцевина (кern), где и происходит усиление излучения неоноподобного аргона. Найдены зависимости максимальных значений плотности и температуры плазмы в керне от параметров разряда.

4. Эффективное усиление спонтанного излучения бора в линии 26.23 нм возможно при более низком максимуме электрического тока и при большем полупериоде тока, чем в случае азота (13.38 нм). Коэффициента усиления для бора на порядок выше, чем для азота. Чтобы получить эффективное усиление спонтанного излучения, капилляр должен быть сделан из неиспаряющегося в рассматриваемом интервале импульсов тока материала.

5. В относительно медленных разрядах в заполненных водородом капиллярах формируются плазменные каналы с параболическим профилем плотности, причем плазма в них полностью ионизована.

6. Плотная ($n_e \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$) плазма с температурой несколько эВ и параболическим профилем плотности может быть создана в капиллярном разряде в первоначально пустом канале из материала испаряющихся стенок.

7. Двухтемпературная МГД модель замагниченной плазмы, состоящей из электронов и двух сортов ионов в случае, когда масса ионов сорта 1 много меньше массы ионов сорта 2, $m_1 \ll m_2$.

8. Равновесное решение системы уравнений для плазмы, состоящей из электронов и двух сортов ионов, в случае аксиально-симметричной конфигурации плазмы и магнитного поля.

Научная и практическая значимость работы

Поведение плазмы в капиллярном разряде зависит от нескольких параметров, причем изменяться эти параметры могут в достаточно широких пределах. Научная значимость диссертационной работы определяется возможностью построить физическую картину различных режимов капиллярного разряда. МГД-моделирование динамики плазмы в капиллярном разряде позволяет найти оптимальные параметры разряда для его использования для различных применений, поскольку существует несколько принципиально различающихся друг от друга режимов динамики плазмы в капилляре.

Именно, благодаря этой особенности, капиллярные разряды широко применяются в различных приложениях. Практическая значимость работы связана с тем, что созданная модель позволяет численно исследовать поведение плазмы в экспериментальных установках, использующих капиллярные разряды.

В настоящей работе исследована модель плазмы, содержащей электроны и два сорта ионов с существенно разными массами, необходимая для адекватного описания многокомпонентной плазмы. Получена полная система уравнений двухтемпературной магнитной гидродинамики а также полный набор кинетических коэффициентов для электронов и двух сортов ионов. Научная значимость диссертационной работы определяется возможностью строгого вывода двухтемпературной МГД системы уравнений и диссипативных коэффициентов, входящих в уравнения, из кинетических уравнений для электронов и двух сортов ионов. Практическая значимость работы связана с созданием системы уравнений для многокомпонентной плазмы, которую можно использовать при рассмотрении широкого круга задач в плазме, состоящей из электронов и двух сортов ионов.

В соответствии со сказанным выше, результаты изложенных в диссертационной работе исследований могут быть использованы во всех научных учреждениях, в которых изучаются проблемы физики столкновительной многокомпонентной плазмы, капиллярных разрядов и Z-пинчей.

Материалы и методы

В диссертационной работе были использованы данные экспериментов по использованию капиллярных разрядов как для создания рентгеновского лазера, так и для каналирования мощного ультракороткого лазерного излучения. Основные методы исследований относятся к методам теоретической физики и вычислительной математики. Методы теоретической физики использовались для формулировки приближений, вывода уравнений, нахождения их области применимости, анализа основных зависимостей, получения аналитических решений этих уравнений. Методы вычислительной математики использовались для создания компьютерных кодов и их реализации на компьютерах.

Личный вклад автора

Научные результаты, представленных в диссертации, получена в совместных работах

с другими авторами. В этих работах вклад автора в постановку решенных задач и в интерпретацию полученных результатов был равным вкладам других соавторов или определяющим, а само решение задач и соответствующие вычисления были выполнены диссертантом.

Апробация результатов

Работы автора неоднократно докладывались и обсуждались на семинарах ИТЭФ (Москва), научных семинарах ИКИ РАН (Москва), Тоямского университета (Тояма, Япония), Чешского технического университета (Прага, Чешская Республика), Института физики плазмы (Милан, Италия). Работы автора докладывались и обсуждались на отечественных и международных конференциях и симпозиумах: "X-ray Lasers"(Лунд, Швеция, 1996 г.); AIP Conference "Dense Z-pinch"(Ванкувер, Канада, 1997 г.); "7th International Conference XRL'2000"(Сент Мало, Франция, 2000 г.); "Soft X-Ray Lasers and Applications IV"(Сан Диего, США, 2001 г.); "X-Ray Lasers 2002"(Аспен, США, 2002 г.); Российско-итальянская рабочая группа по нелинейной физике плазмы (Москва, 2002); "17th International Conference on the Application of Accelerators in Research and Industry"(Дентон, США , 2002 г.); INTAS-01-0233 project meeting "Ultra Short Pulse Laser-Plasma Interactions" (Прага, Чешская Республика, 2003); "Eleventh Advanced Accelerator Concepts Workshop"(Нью Йорк, США, 2004 г.); "LPHYS-05"(Киото, Япония, 2005 г.); INTAS-01-0233 project meeting "Ultra Short Pulse Laser-Plasma Interactions" (Белфаст, Великобритания, 2005); "X-Ray Lasers 2008"(Белфаст, Великобритания, 2008 г.).

Изложенные в диссертации результаты были опубликованы в 1993–2009 гг. в 32 работах, список которых представлен на стр. 28 и 31 автореферата.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, приложения и списка цитируемой литературы. Полный объем диссертации составляет 290 страниц, включая 53 рисунка и 3 таблицы. Список литературы насчитывает 207 наименований.

Краткое содержание диссертации

Во **Введении** приводятся основные сведения о капиллярных разрядах и их возможных применениях. Обрисовано современное состояние проблемы создания рентгеновских лазеров в капиллярных разрядах. Рассмотрено также другое важное применение капиллярных разрядов, связанное с их использованием для каналирования мощного электромагнитного излучения.

Обсуждается проблема адекватного описания столкновительной плазмы, состоящей из нескольких сортов ионов. Кроме того, обоснована актуальность темы настоящей диссертационной работы и сформулированы основная цель работы, выносимые на защиту положения и их научная новизна.

Рассмотрена научная и практическая значимость работы, отмечен личный вклад автора, изложена в хронологическом порядке апробация результатов и помещен список публикаций автора по теме диссертации.

В **первой главе** рассмотрена теория нелинейной динамики плазмы капиллярных разрядов. Проанализированы методами МГД-моделирования различные режимы развития капиллярного разряда внутри канала в веществе.

В **§ I.1** приведены уравнения двухтемпературной магнитной гидродинамики в одномерном приближении, которые описывают динамику плазмы при разряде в капилляре. Приведены выражения для всех диссипативных процессов и модель для описания уравнения состояния и степени ионизации как для плазмы с достаточно высоким атомным номером, так и для водородной плазмы. Рассмотрены начальные и граничные условия.

В **§ I.2** рассмотрены основные физические процессы, которые определяют тип динамики плазмы в капиллярном разряде. Существует несколько типов динамики капиллярного разряда, отличающихся различной относительной ролью диссипативных процессов. Так в одном из типов капиллярных разрядов основную роль играет пинч-эффект, а в другом роль пинчевания плазмы пренебрежимо мала. Показано, что испарение материала стенок под действием потока тепла из капиллярной плазмы может оказывать существенное влияние на динамику плазмы в заполненном газом капилляре.

В § I.3 рассматривается динамика плазмы в капилляре, заполненном газом. Сначала исследуется пинчевой капиллярный разряд в заполненном аргоном канале, используемый для создания лазера в мягком рентгеновском диапазоне. Показано, что около оси разряда в результате кумуляции сходящейся ударной волны образуется горячая плотная сердцевина (кern), где и происходит усиление излучения неоноподобного аргона. Обнаружено, что перераспределение электрического тока между аргоновой плазмой и плазмой, образовавшейся в результате испарения стенок капилляра, оказывает существенное влияние на параметры плазмы керн. Найдены безразмерные параметры, описывающие динамику плазмы в капилляре, и зависимости максимальных значений плотности и температуры плазмы в керне от параметров разряда.

Исследован непинчующийся капиллярный разряд в канале, заполненном водородом. Полученные результаты показывают, что заполненные газом капиллярные разряды представляют интерес для каналирования лазерных импульсов. МГД моделирование показывает, что в относительно медленных разрядах в заполненных водородом капиллярах формируются плазменные каналы с параболическим профилем плотности, причем плазма в нем полностью ионизована. То, что плазма полностью ионизована крайне существенно, так как это предотвращает ионизацию лазерным импульсом, которая может привести к дефокусировке распространяющегося импульса, а также к спектральным и временным искажениям. Очевидное преимущество такого волновода заключается в его простоте. Его время жизни достаточно велико, что снимает проблему синхронизации каналируемого лазерного импульса и капиллярного разряда. Для описания конечной стадии эволюции разряда использована аналитическая модель, которая хорошо согласуется с результатами численного моделирования. Отметим, что эволюция разряда в рассматриваемом случае кардинально отличается от динамики пинчевого капиллярного разряда, так как давление плазмы всегда превышает давление магнитного поля.

В § I.4 описаны капиллярные разряды в пустом канале. Газ в капилляре появляется в результате испарения стенок после развития разряда на внутренней поверхности канала.

В результате развития капиллярного разряда в пустом канале плазма заполняет канал достаточно однородно со слабо неоднородной температурой. При этом плазма находится в состоянии квазистатического равновесия, при котором сила Ампера уравновешивается градиентом газового давления, а джоулев нагрев - потерями энергии из-за электронной теплопроводности и излучения. Такая ситуация способствует

проявлении МГД-неустойчивостей, типичных для Z-пинчей.

Другой тип динамики плазмы в капиллярном разряде осуществляется в пустых капиллярах, используемых для каналирования лазерных импульсов. Результаты моделирования показывают, что давление плазмы почти постоянно вдоль радиуса после короткой (~ 100 нс) начальной стадии разряда и много больше давления магнитного поля, создаваемого электрическим током. Тогда в первом приближении можно пренебречь силой Ампера, и считать, что плазма удерживается в основном стенками капилляра. Максимум электронной температуры T_e на оси приводит к минимуму n_e при условии высокой степени ионизации, когда электроны вносят существенный вклад в давление плазмы.

Во **второй главе** диссертации приведены примеры применения капиллярных разрядов.

В § II.1 обсуждаются результаты численного моделирования рекомбинационной накачки азота и паров бора в капиллярном разряде, используемом для создания компактного и эффективного рентгеновского лазера. Определены оптимальные параметры для такого эксперимента: радиус капилляра, импульс тока и плотность газа, заполняющего капилляр. При этих параметрах в керамическом капилляре с неиспаряющимися стенками, заполненном азотом или парами бора, может происходить усиление спонтанного излучения водородо-подобных ионов.

Хорошо известно, что значительный интерес представляют рентгеновские лазеры с более короткими длинами волн, чем у существующего рентгеновского лазера, основанного на капиллярном разряде в заполненном аргоном канале. В связи с этим рассматривается рекомбинационная накачка рентгеновского лазера на стадии разлета плазмы пинча в капилляре, которая происходит следующим образом. Плазма в капилляре нагревается на стадии сжатия, создается высокая плотность ионов B^{5+} . После этого плазма быстро остывает во время стадии расширения пинча. Электронная температура становится ниже температуры, соответствующей равновесной ионизации плазмы. Активная среда создается в неравновесной расширяющейся плазме в результате процесса рекомбинации.

Динамика капиллярного разряда исследуется с помощью вычислительного кода NPINCH. Для численного моделирования использовалось приближение двухтемпературной (ионной и электронной) одножидкостной магнитной гидродинамики,

описанное в первой главе. Предполагается, что профиль импульса тока известен, и что в начальный момент капилляр заполнен слабоионизованным газом.

Для описания излучения плазмы Z-пинча использовался код FLY. Этот код является нуль-мерным. Он позволяет получить детальную информацию об эволюции степени ионизации и возбужденных уровней ионов в капиллярной плазме. Если известны временные зависимости электронных температуры и плотности, код FLY показывает эволюцию литие-подобных, гелио-подобных и водородо-подобных ионов. Временные зависимости плазменных параметров вычисляются с помощью магнитогидродинамического кода NPINCH. Зависимости от времени коэффициента усиления и спектра излучения оцениваются в том случае, когда возможен лазерный эффект.

В магнитогидродинамическом коде NPINCH для вычисления ионизации, давления и внутренней энергии плазмы используется приближение локального термодинамического равновесия. Код FLY использует зависящие от времени электронные температуру и плотность, полученные с помощью кода NPINCH, чтобы рассчитать ионизационные состояния атомов бора и населенности некоторых энергетических уровней ионов. Вычисленные с помощью кода FLY средний заряд иона, давление и внутренняя энергия конечно отличаются от величин, полученных с помощью кода NPINCH. Однако, это расхождение невелико, как показывают результаты сравнения.

В рассматриваемой модели считается, что электрический ток, протекающий через капилляр имеет форму затухающего синуса. Тогда типичный лабораторный эксперимент можно описать следующими параметрами: радиус капилляра R_0 , максимальное значение тока I_{max} , начальное значение производной тока $dI/dt|_{t=0}$, время затухания t_1 и начальная плотность N_0 заполняющего капилляр газа.

Численное моделирование каждого варианта осуществлялось в три стадии:

1. электронной температуры $T_e(r, t)$, ионной температуры $T_i(r, t)$ и электронной плотности $N_e(r, t)$ вычислялись с помощью магнитогидродинамического кода NPINCH.
2. ионизационных состояний и населенности энергетических уровней литие-подобных, гелио-подобных и водородо-подобных ионов оценивались с помощью кинетического кода FLY.
3. коэффициента усиления G , которая определяется мгновенной населенностью верхнего уровня N_3 и нижнего уровня N_2 согласно $G = \sigma_{stim} N_3 - (g_3/g_2) N_2$, где

σ_{stim} – поперечное сечение вынужденного излучения, g_1 и g_2 – статистические веса верхнего и нижнего уровней.

Принимая во внимание условия лабораторного эксперимента, в котором легко менять начальную плотность заполняющего капилляр газа N_0 , численное моделирование осуществлялось следующим образом: для четырех выбранных параметров ($dI/dt|_{t=0}$, I_{max} , R_0 и N_0) были получены радиальные и временные зависимости параметров плазмы, затем для них были оценены кинетика ионизации и коэффициент усиления. Максимальное значение коэффициента усиления G_{max} , вычисленное на оси капилляра, считалось основным результатом моделирования. Расчеты для различных значений начальной плотности N_0 позволили получить зависимость G_{max} от начальной плотности N_0 . Величина G_{opt} называлась оптимизированным по давлению коэффициентом усиления. Дальнейшее моделирование осуществлялось в трехмерном пространстве параметров ($dI/dt|_{t=0}$, I_{max} , R_0) и в результате определялся оптимизированный по давлению коэффициент усиления G_{opt} .

С помощью численного моделирования был исследован быстрый электрический разряд в керамическом капилляре, заполненном азотом. Испарение стенок в этих расчетах не учитывалось. Оптимизированный по давлению коэффициент усиления для азота был получен для параметров: $dI/dt|_{t=0}$ (0.9 - 3.0 10^{12} А/с), I_{max} (50 - 100 кА), R_0 (0.16 - 0.25 см). Достаточно большой максимальный ток необходим потому, что надо получить высокую плотность голых атомов, а необходимость значительной величины начальной производной тока следует из требования быстрого охлаждения плазмы во время разлета пинча.

Наибольшее значение оптимизированного по давлению коэффициента усиления для паров бора $G_{opt} = 1.05 \text{ см}^{-1}$ достигается для оптимальной начальной плотности $N_{opt} = 3.6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Если начальная плотность паров бора возрастает, то время пинчевания возрастает, и временная и пространственная эволюция коэффициента усиления тоже меняется. Для более низких начальных плотностей максимум коэффициента усиления находится на оси и активная среда имеет форму цилиндра, в то время как для более высоких начальных плотностей максимальное значение коэффициента усиления находится не на оси капилляра, а активная среда имеет форму кольцевого канала.

Представленные выше результаты получены в предположении, что испарением стенок капилляра можно пренебречь. Хотя в общем случае это предположение конечно неверно, приведенные оценки показывают, что в рассматриваемом интервале параметров это

можно сделать. Однако, следует отметить, что точность этих оценок не позволяет нам полностью отвергнуть возможность того, что стенки капилляра начинают испаряться до момента пинчевания плазмы в капилляре. Чтобы продемонстрировать, как испарение стенок влияет на динамику плазмы, с помощью кода NPICN было сделано несколько расчетов, в которых стенка моделировалась холодным нейтральным газом высокой плотности и с достаточно большой массой. В этом случае доля вещества стенки, вовлеченная в разряд, ограничена только величиной потока тепла, возникающего из-за теплопроводности, так как именно этот поток тепла превращает холодный газ в относительно горячую плазму. Испаренное вещество, нагретое и ионизованное, становится высоко проводящей плазмой, что может приводить к существенному перераспределению электрического тока между плазмой, изначально заполнявшей капилляр, и плазмой, образовавшейся в результате испарения стенок капилляра. Как следствие такого перераспределения динамика разряда в этом случае отличается от классического пинч-эффекта. Оказалось, что учет испарения значительно снижает параметры плазмы в момент пинчевания. Коэффициент усиления для разряда с учетом испарения очень мал.

Показано, что эффективное усиление спонтанного излучения бора в линии 26.23 нм возможно при более низком максимуме электрического тока и при большем полупериоде тока, чем в случае азота (13.38 нм). Удастся достичь коэффициента усиления, который на порядок выше, чем для азота. Это связано с тем, что в случае бора нужна более низкая электронная температура, чтобы получить нужное количество полностью ионизованных атомов. Оценки влияния испарения стенок капилляра указывают на серьезное препятствие на пути использования рекомбинационной схемы создания инверсной заселенности переходов водородоподобных ионов с большими Z . Следовательно, чтобы получить эффективное усиление спонтанного излучения, капилляр должен быть сделан из неиспаряющегося в рассматриваемом интервале импульсов тока материала.

В § II.1 рассмотрено другое возможное применение капиллярного разряда, связанное с тем, что в результате развития разряда плотность плазмы внутри канала имеет минимум на оси. Такой канал можно использовать для каналирования ультра-коротких лазерных импульсов. В этом случае капилляр играет роль оптического волновода для лазерного импульса. В случае лазерного ускорителя электронов должно быть обеспечено распространение излучения в плазме с докритической концентрацией на расстояния порядка длины ускорения, $l_{acc} \approx (c/\omega)(\omega/\omega_p)^3$, без сколько-нибудь существенного

расплывания лазерного импульса.

Разряд в пустом капилляре, в котором плазма поступает со стенок, обладает очевидными преимуществами для ускорения электронов, если сравнить его с другими экспериментальными схемами, в которых используется капиллярный разряд. То, что изначально в таком капилляре нет газа, и что при повторном использовании не нужен источник газа, значительно упрощает эксперимент. Во время развития разряда, т.е. приблизительно через 100 нс после инициирования разряда в капилляре лазером, основной лазерный импульс инжектируется в капилляр.

Результаты численных расчетов показывают, что на начальной стадии происходит быстрое сжатие плазмы (или пинчевание) от стенок канала к его оси. Максимальные значения электронной и ионной температур достигаются приблизительно в момент максимума электрического тока. Затем температура плазмы уменьшается с падением электрического тока. При дальнейшем изменении электрического тока ($t > 100$ нс) температуры плавно меняются с изменением времени. Радиальные распределения плотности и температуры плазмы внутри канала становятся гладкими. Характерный размер изменения плазменных параметров становится порядка диаметра капилляра. Плазма пинча заполняет весь канал. Электрический ток течет около оси канала на начальной стадии разряда, в дальнейшем распределение плотности электрического тока становится более гладким. Давление плазмы почти постоянно вдоль сечения капилляра после короткой (~ 60 нс) начальной стадии разряда. Значение давления плазмы при $t > 60$ нс, полученное при моделировании, значительно превосходит давление магнитного поля, создаваемого электрическим током разряда. Поэтому в первом приближении можно пренебречь силой Ампера и считать, что капиллярная плазма удерживается в радиальном направлении стенками капилляра. Максимум электронной температуры на оси T_e приводит к образованию на оси минимума электронной плотности n_e при условии сохранения высокой степени ионизации, когда электроны дают существенный вклад в давление плазмы. Электронная температура T_e уменьшается из-за потока тепла к стенкам капилляра все время разряда кроме короткой начальной стадии. Следовательно, плотная ($n_e \sim 10^{18}$ см $^{-3}$) плазма с температурой несколько эВ может быть создана в капиллярном разряде с испаряющимися стенками.

Был проведен эксперимент по ускорению электронов в таком испаряющемся капилляре. Было продемонстрировано каналирование мощного короткого лазерного импульса на длину больше 4 см с постоянным фокусным пятном. Оказалось, что

генерируемые релятивистские электроны имеют как квазимоноэнергетический спектр, так и квазимаксвеловский.

Повторяющиеся разряды и взаимодействия мощного лазерного излучения с капиллярной плазмой постепенно изменяют параметры капилляра. Так в результате повторяющегося испарения стенок диаметр капилляра может увеличиться и могут появиться неоднородности и неровности поверхности стенок капилляра. Этот эффект может привести к изменению времени между моментами инъекции и развитием разряда. Кроме того, этот эффект может изменить распределение плазмы и воздействовать на распространение лазерного излучения. Анализ внутренней поверхности капилляра, который использовали около сотни раз, показал, что поверхность стенок капилляра деформирована.

В **третьей главе** диссертации получена двухтемпературная МГД модель замагниченной плазмы, состоящей из электронов и двух сортов ионов в случае, когда масса ионов одного сорта много меньше массы ионов второго сорта. Полученная система уравнений отличается от известной системы уравнений, найденной ранее С. И. Брагинским. В ней появилось новое уравнение, описывающее эволюцию концентрации примеси и новые физические процессы, связанные с потоком примеси. Кроме того в полученной системе уравнений учтено возможное существование сторонних электрических зарядов и токов, которые могут создаваться, например, высокоэнергичными пучками заряженных частиц. Выражения для диссипативных потоков отличаются от полученных в работе Брагинского не только из-за наличия двух сортов ионов, но и вследствие того, что учтено возможное различие кулоновских логарифмов для столкновений частиц разных сортов. При этом все кинетические коэффициенты вычислены как аналитические функции степеней ионизации.

В § III.1 из кинетических уравнений, описывающих плазму, состоящую из электронов и нескольких сортов ионов, получены уравнения переноса для трех первых моментов функции распределения, представляющие собой законы сохранения плотностей числа частиц, их импульса и энергии, и определены основные макроскопические параметры для каждого сорта частиц. Полученные уравнения не образуют замкнутой системы, так как в уравнение для каждого из моментов входят члены, содержащие новые, более высокие моменты функции распределения, соответственно \mathbf{V}_α , $\overleftrightarrow{P}_\alpha$ и \mathbf{q}_α . Для строгого описания поведения плазмы необходимы все моменты функции распределения. Чтобы

все-таки использовать систему конечного и небольшого числа уравнений, надо некоторым способом оборвать цепочку уравнений и сформулировать приближенные условия ее замыкания. Полученную цепочку уравнений переноса можно, например, оборвать, если установить связь между величинами $\overset{\leftrightarrow}{\Pi}_\alpha$, \mathbf{q}_α и низшими моментами n_α , \mathbf{V}_α , ε_α . Искомую связь можно найти или феноменологическим способом или путем приближенного решения кинетического уравнения. В частности, разложение одночастичной функции распределения вблизи локального максвелловского распределения приводит к известной схеме замыкания Чепмена-Энскога, которая позволяет найти решение для состояний, мало отличающихся от равновесного, когда градиенты отмеченных низших моментов функции распределения невелики и все эти макроскопические величины медленно изменяются во времени. Подставив найденное решение для функции распределения в выражения для величин $\overset{\leftrightarrow}{\Pi}_e$, $\overset{\leftrightarrow}{\Pi}_i$, \mathbf{q}_e , \mathbf{q}_i , \mathbf{R}_{ei} , Q_{ei} (величины \mathbf{R}_{ie} и Q_{ie} выражаются через \mathbf{R}_{ei} и Q_{ei}), можно вычислить их в явном виде и таким образом замкнуть систему уравнений переноса.

Широко известны два общих подхода к макроскопическому описанию плазмы, основанные на уравнениях переноса для моментов функции распределения. В первом подходе плазма, т.е. смесь одного или даже нескольких сортов ионов и электронов, рассматривается как совокупность взаимно проникающих друг в друга заряженных газов (или "жидкостей") – ионных и электронного, каждый из которых описывается своей системой макроскопических уравнений. Такие модели плазмы принято называть двухжидкостными, трехжидкостными и т.д.. Во втором подходе плазма описывается как один газ (или "жидкость") с одной плотностью частиц, скоростью и плотностью электрического тока. Такая модель обычно называется одножидкостной. Она может быть как однотемпературной, когда температуры ионов и электронов равны друг другу, так и двухтемпературной, когда они различаются между собой. Последний подход, приводящий по сложившейся терминологии к двухтемпературной одножидкостной модели плазмы, представляется особенно плодотворным, благодаря прежде всего широкой области применимости соответствующих уравнений.

Чтобы получить гидродинамические уравнения динамики плазмы были использованы уравнения переноса для электронов и различных сортов ионов. Разные сорта ионов рассматривались как единая жидкость. Ионная компонента плазмы описывалась едиными скоростью, температурой и плотностью. При этом состав ионной компоненты мог меняться во времени и пространстве.

Если характерные масштабы изменения гидродинамических параметров плазмы, входящих в полученную систему уравнений значительно больше средних длин пробега частиц плазмы и если относительные средние скорости движения различных сортов частиц друг относительно друга много меньше типичных тепловых скоростей, а электрическое поле в сопутствующей системе координат достаточно мало, то состояние плазмы, описываемое в нашем приближении одночастичными функциями распределения, близко к состоянию локального термодинамического равновесия. В этом случае функции распределения всех сортов частиц можно представить в виде суммы функций распределения нулевого порядка, которые являются максвелловскими функциями распределения с параметрами, медленно меняющимися с изменениями времени и координат, и малых возмущений. Подставляя такие разложения в кинетические уравнения, решаем эти уравнения относительно малых возмущений, что позволяет выразить диссипативные потоки через градиенты температуры, плотности и скорости, а также напряженность электрического поля. В результате получаем замкнутую систему гидродинамических уравнений.

В § III.2 рассмотрен способ получения приближенного решения кинетического уравнения для электронов. Этот способ позволяет получить точное решение в случае, когда малые параметры l_{ei}/L , где l_{ei} – средний свободный пробег электронов при столкновениях с ионами, а L – характерный пространственный размер неоднородностей гидродинамических параметров ρ_i , $T_{e,i}$, \mathbf{V}_i , C_j и т.п.; m_e/m_i , где m_i , m_e – массы иона и электрона соответственно; $e|\mathbf{E} + (1/c)\mathbf{V}_e \times \mathbf{B}| l_{ei}/T_e$ стремятся к нулю. Линеаризуя кинетическое уравнение для электронов получим линейное уравнение для возмущенной функции распределения δf_e .

Представим угловую зависимость возмущенной функции распределения δf_e в скоростном пространстве в виде суммы сферических гармоник

$$\delta f_e(\mathbf{u}, \mathbf{x}, t) = \sum_{l,m} (\delta f_e)_{l,m}(u, \mathbf{x}, t) Y_{l,m}(\theta, \varphi), \quad (0.1)$$

где θ и φ – полярный и азимутальный углы в сферической системе координат с центром в точке $\mathbf{u} = 0$ в скоростном пространстве. Полярная ось направлена вдоль магнитного поля \mathbf{B} в каждой точке \mathbf{x} координатного пространства. В результате электронные диссипативные потоки \mathbf{R}_{ei} , \mathbf{q}_e и $\overset{\leftrightarrow}{\Pi}_e$ можно выразить только через гармоники $(\delta f_e)_{l,m}$ с $l = 1$ и 2 . Преимущества такого разложения проявляются в полной мере в случае, когда полярная ось сферической системы координат в пространстве скоростей параллельна локальному магнитному полю $\mathbf{B}(\mathbf{x}, t)$. Соответственно, мы переходим к

сферическим координатам всех векторов и тензоров в описанной выше сферической системе координат скоростного пространства. Соответствующая техника используется в квантовой механике. Ее применение существеннейшим образом упрощает получение интересующей нас системы МГД уравнений. Из кинетического уравнения получаем уравнения для $l = 0, 1, 2$. Для компонент с $l > 2$ в рассматриваемом приближении получаем $(\delta f_e)_{l,m} = 0$.

Решаем уравнения для $l = 0, 1, 2$. Хотя в общем случае $(\delta f_e)_{0,0} \neq 0$, для получения системы МГД уравнений для электронов в рассматриваемом приближении знать эту функцию нам не надо. Запишем уравнения для векторной и тензорной частей электронного кинетического уравнения в безразмерном виде. Решения этих уравнений можно выразить через матричные элементы обратного оператора

$$\Omega_l(\chi, \zeta) \theta(y) = \left[\chi - \frac{2l(l+1)}{y^3} - 2\zeta \mathcal{L}_l \right] \theta(y), \quad (0.2)$$

где \mathcal{L}_l – безразмерный столкновительный оператор, χ и ζ – параметры, первый из которых является в общем случае комплексным, а второй – положительным. В общем случае невозможно аналитически вычислить необходимые матричные элементы обратного оператора Ω_l^{-1} . Однако существуют несколько эффективных методов, которые позволяют оценить значения матричных элементов с высокой точностью, и получить значения электронных кинетических коэффициентов численно или аналитически в результате приближенного решения векторной и тензорной частей электронного кинетического уравнения.

Полученные выражения для электронных диссипативных членов \mathbf{R}_{ei} , $\overset{\leftrightarrow}{\Pi}_e$, \mathbf{q}_e и Q_{ei} являются приближенными. Они получены в первом не исчезающем порядке при разложении по малым параметрам: l_{ei}/L , $\sqrt{m_e/m_i}$, и т.п. Об этом надо помнить, подставляя эти выражения в уравнения переноса, чтобы не превысить точность. Если сравнить полученные уравнения МГД для электронной компоненты с электронной частью уравнений Брагинского, то видно, что в последней есть отсутствующие у нас члены, и что электронный вязкий тензор напряжений зависит от \mathbf{V}_e . Было показано, что эти дополнительные члены много меньше основных и, поэтому ими надо пренебречь. Следовательно в рассматриваемом приближении, когда вообще говоря не предполагается выполнение условий $l_{ei}/L \ll \sqrt{m_e/m_i}$, $\delta f_e/f_{0e} \ll \sqrt{m_e/m_i}$, в уравнениях отсутствует вязкость электронного газа. На самом деле вязкость электронов не может быть последовательно учтена в рассматриваемом приближении, так как требует учета слагаемых порядка $(l_{ei}/L)^2$. При этом возникают трудно преодолимые чисто

технические трудности.

В § III.3 рассмотрено ионное кинетическое уравнение для функции распределения $F_j(\mathbf{v}, \mathbf{x}, t)$. Решение ионных кинетических уравнений ищется в виде разложения по малым параметрам l_{ei}/L и $\sqrt{m_e/m_i}$. Столкновительный интеграл в правой части полученного уравнения является суммой ион-ионного столкновительного интеграла и ион-электронного столкновительного интеграла.

В § III.4 рассмотрен случай, когда ионная компонента плазмы состоит из двух сортов ионов, причем масса ионов сорта 1 много меньше, чем масса иона сорта 2, $m_1 \ll m_2$.

Если сравнить векторную и тензорную части лианеризованного уравнения для легких ионов с соответствующими уравнениями для электронов, то видно, что уравнения для легких ионов можно получить из соответствующих уравнений для электронов. Для этого надо заменить e на 1 и i на 2 во всех индексах, включая индексы частот столкновений. После этого легко можно получить выражения для диссипативных коэффициентов легких ионов.

В § III.5 решается уравнение для тяжелых ионов. Так же как для электронов, оказывается удобным ввести ту же самую сферическую систему координат в пространстве скоростей и разложить $\delta\tilde{F}_2$ в ряд по сферическим гармоникам. Введя сферические компоненты для функции распределения тяжелых ионов $(\delta\tilde{F}_2)_{l,m}$, получим уравнения для $l = 1$ и 2 . В общем случае кинетическое уравнение для тяжёлых ионов зависит от параметра, который характеризует относительную роль 2-1 и 2-2 столкновений. В случае, когда этот параметр велик, мы можем получить векторную и тензорную части кинетического уравнения для ионов сорта 2 из соответствующих уравнений для электронов заменой обозначений и вычислить поток тепла \mathbf{q}_2 и тензор вязкости $\overset{\leftrightarrow}{\Pi}_2$. Однако в общем случае произвольного значения этого параметра необходимо решить векторную и тензорную части кинетического уравнения для тяжёлых ионов. Решая эти уравнения тем же методом, что и электронные уравнения выражаем решения этих уравнений через матричные элементы обратного оператора столкновений $\Omega_l^{(2)}$ и получаем выражения для диссипативных коэффициентов тяжелых ионов.

§ III.6 посвящен процедуре замыкания для решения векторных частей электронного и ионных кинетических уравнений. Векторные части, ($l = 1$), кинетических уравнений для δf_e , δF_1 и δF_2 связаны между собой. Можно исключить ионные функции распределения δF_1 и δF_2 из кинетического уравнения для электронов за счет выбора системы координат. Это позволяет решить кинетическое уравнение для электронов в первом приближении

и вычислить диссипативные коэффициенты электронной компоненты плазмы. Однако при решении кинетических уравнений для ионов в этом случае возникают серьезные проблемы. Оказалось, что удобнее решать кинетическое уравнение для электронов в системе координат, движущейся со средней скоростью электронов V_e , а кинетические уравнения для ионов – в системе координат, движущейся со средней скоростью ионов V_i . При решении этих уравнений был использован метод, который позволяет решать эти уравнения последовательно, считая, что они не связаны. Полученные таким способом решения зависят от переменных, которые не являются независимыми. Чтобы получить решение в окончательном виде, необходимо удовлетворить условия разрешимости и исключить из решения скорости V_e , V_0 , V_1 и V_2 , выражая их через V_i , \mathbf{j} и градиенты термодинамических величин T_i , T_e , n_i и C_j . В результате получается уравнение, которое определяет поток примеси

В § III.7 получены приближенные формулы для численных множителей в кинетических коэффициентах. Чтобы использовать полученную систему МГД уравнений необходимо знать G -факторы, входящие в формулы для кинетических коэффициентов. Полученные выражения для кинетических коэффициентов являются точными, но неявными. Они выражены в конечном счете через несколько матричных элементов резольвенты оператора столкновений. Для явного, но приближенного вычисления этих матричных элементов мы будем использовать метод, изложенный в монографии Чепмена и Каулинга. Это так называемое мультиполиномиальное приближение, и связано оно с представлением результата действия оператора столкновений в виде ряда по некоторой системе ортогональных функций. Известно, что для плазмы уже использование двух членов этого разложения дает весьма хорошие результаты. Последнее приближение называется двухполиномиальным. Полученные таким способом G -факторы, являющиеся приближенными аналитическими выражениями для соответствующих G -факторов, следует подставлять вместо последних в выражения для кинетических коэффициентов при использовании рассматриваемой системы уравнений МГД для плазмы сложного состава.

Отметим, что точность вычисления $\Gamma_{1,\dots,6,8,9,11,\dots,14}(\chi, \zeta)$ равна нескольким процентам, что вполне достаточно, так как точность приближения Ландау для столкновительного интеграла равна по порядку величины $1/\Lambda_{ei}$. Следует отметить, что в полученных выражениях учтено возможное значительное различие между кулоновскими логарифмами в случае столкновений различных сортов частиц, и получены выражения

для $\Gamma_{1,\dots,6,8,9,11,\dots,14}(\chi, \zeta)$ при произвольных значениях z_1 и z_2 . Обычно различие между кулоновскими логарифмами для различных типов столкновений не учитывается. Отметим, что в этом случае точность полученной системы уравнений может быть существенно снижена.

Заметим, что асимптотики G_3 и G_6 являются неаналитическими функциями в сильно замагниченной плазме. Однако было показано, что можно использовать двухполиномиальное приближение для вычисления G_3 и G_6 для любого возможного значения параметра χ , несмотря на то, что поведение Γ_3 и Γ_6 при $\chi \rightarrow \infty$ неправильное.

В § III.8 представлен окончательный вид двухтемпературных МГД уравнений для плазмы, состоящей из электронов и двух сортов ионов, 1 и 2, в случае, когда масса ионов одного сорта много меньше массы ионов другого сорта: $m_1 \ll m_2$, и приведен полный набор кинетических коэффициентов, входящих в эти уравнения.

В § III.9 приведены G -факторы, входящие в выражения для электронных и ионных кинетических коэффициентов, и приближённые формулы для них.

В § III.10 рассмотрены электродинамические уравнения. Для полного описания динамики плазмы необходимо получить уравнения для электромагнитного поля. Самым общим видом таких уравнений являются уравнения Максвелла, где в правые части уравнений плотность плазменного заряда и плотность тока плазмы, усреднённые по достаточно малым областям пространства, содержащим, однако, много частиц плазмы. В этих уравнениях учтены возможные сторонние заряды и токи, вызванные, например, пучками высокоэнергичных заряженных частиц. Для того, чтобы можно было учесть пучки заряженных частиц в рассматриваемом МГД-приближении, параметры пучков должны быть достаточно гладкими функциями пространства и времени. Кроме того, высокоэнергичные пучки должны взаимодействовать с плазмой только через коллективное электромагнитное поле.

Эта система электромагнитных уравнений достаточно обща, и её непосредственное использование приводит к превышению точности, так как в этом случае не учитываются сильные неравенства, согласно которым, характерные пространственные масштабы изменения гидродинамических параметров должны быть значительно больше, чем средние длины свободного пробега, а временной масштаб должен быть значительно больше обратных частот столкновений. Учитывая эти неравенства и принимая во внимание тот факт, что плазма является нерелятивистской, следует пренебречь током смещения и считать выполненным условие квазинейтральности плазмы. В результате

получены уравнения электромагнитного поля, при выводе которых использовались те же предположения, что и при выводе уравнений МГД.

В § III.10 излагаются результаты вывода двухтемпературной МГД модели замагниченной плазмы, состоящей из электронов и двух сортов ионов в случае, когда масса ионов сорта 1 много меньше массы ионов сорта 2, $m_1 \ll m_2$, из соответствующих кинетических уравнений.

В Четвертой главе рассмотрено простейшее равновесное решение полученной в Главе 3 системы уравнений в случае аксиально-симметричной конфигурации плазмы и магнитного поля, чтобы понять, как наличие двух сортов ионов может влиять на поведение плазмы.

В § IV.1 получена система уравнений для стационарного разряда с цилиндрически симметричной конфигурацией плазмы в отсутствие аксиальной компоненты магнитного поля. Это — типичная конфигурация Z-пинча, в которой все величины зависят лишь от цилиндрического радиуса r . Для определения зарядов z_1 и z_2 используется формула Саха. Для нахождения связи между электронной плотностью и плотностями ионов необходимо использовать условие квазинейтральности. Далее, чтобы еще более упростить задачу, рассмотрено однотемпературное приближение. Считается, что $(T_e - T_i) \ll T_i$. Это неравенство действительно выполнено для капиллярных разрядов рассматриваемого ниже типа из-за большой величины скорости теплообмена Q_{ie} везде, за исключением узкой области пристеночного слоя.

В § IV.2 полученная в § IV.1 однотемпературная система уравнений для равновесного Z-пинча с учетом переноса примеси была приведена к виду, удобному для ее численного интегрирования. Рассматривалась задача о равновесии углеродно-водородной плазмы в капилляре. Граничная температура, T_0 , была выбрана достаточно низкой. Соотношение между количеством водорода и углерода подбиралось таким образом, чтобы отношение их концентраций на стенке капилляра было таким же, как и в стенке капилляра, изготовленного из полиэтилена, то есть 2:1. Степень ионизации углерода и водорода на оси рассчитывалась по формуле Саха. Предполагалось для простоты, что степени ионизации постоянны по сечению разряда, и определяются параметрами плазмы на оси. В результате численного моделирования было показано, что значение отношения $n_1(r)/n_2(r)$ на оси разряда существенно отличается от значения этой величины в пристеночной области. Отношение n_2/n_1 сильно меняется по сечению разряда, с

преобладанием тяжелой примеси на оси разряда по сравнению со средней относительной концентрацией тяжелой примеси.

В § IV.3 рассмотрена упрощенная система уравнений. Приведенные в § IV.2 результаты численного моделирования позволяют заметно упростить решаемую систему уравнений. Действительно, полученная радиальная зависимость отношения давления магнитного поля $p_B = B^2/(8\pi)$ к давлению плазмы $p = (n_1 + n_2 + n_e)T$, показывает, что магнитное давление много меньше давления плазмы. В этом случае мы можем пренебречь магнитным давлением по сравнению с давлением плазмы. Относительно малая величина магнитного поля приводит к тому, что ионы и электроны можно считать немагнитными, что заметно упрощает выражения для диссипативных потоков: В результате возникает сильно упрощенная система уравнений. Ее численное решение для тех же значений параметров капиллярного разряда, что и в случае полной системы уравнений, показало, что результаты этих расчетов совпадают.

В § IV.4 получен относительно простой критерий, позволяющий определить условия, при которых изменения относительной концентрации тяжелой примеси в капиллярных разрядах рассматриваемого типа будет достаточно большими. Изменение относительной концентрации должно иметь место при всех значениях отношения n_1/n_2 и это изменение усиливается с уменьшением отношения n_2/n_1 . Поэтому следует ожидать значительного изменения относительной концентрации примеси вдоль радиуса при $n_2 \ll n_1$.

В § IV.5 исследовано распределение малого количества тяжелой примеси по капиллярному разряду. Рассмотрен капиллярный разряд в керамическом канале диаметром 300 мкм, заполненный водородом с плотностью $5.6 \cdot 10^{-6}$ г/см³. Максимум тока 250 А достигался за 100 нс. Результаты расчетов, представленные в первой главе, показали, что эффект пинчевания плазмы в данном случае отсутствует, а аксиальное электрическое поле не скинируется и, следовательно, однородно вдоль радиуса капилляра. Давление магнитного поля пренебрежимо мало по сравнению с гидродинамическим давлением плазмы, и, следовательно, давление плазмы может считаться постоянным вдоль радиуса капилляра. Электроны и ионы немагнитны, а их температуры равны. Вследствие этих условий распределение плазмы внутри капилляра определяется балансом между джоулевым нагревом и охлаждением за счёт теплопроводности. Было показано, что при $t \gtrsim 80$ нс плазма находится в квазиравновесии. Предполагалось, что наличие тяжелой примеси не сильно влияет на динамику капиллярного разряда. Распределение тяжелой примеси исследовано на

примере равновесного состояния плазмы. Показано, что плотность тяжелых ионов n_2 уменьшается с радиусом, они собираются к оси разряда.

В **заключении** дана краткая характеристика диссертационной работы, сформулированы основные результаты и выводы, обсуждаются свойства различных режимов динамики капиллярного разряда, вывод двухтемпературной МГД модели замагниченной плазмы, состоящей из электронов и двух сортов ионов в случае, когда масса ионов одного сорта много меньше массы ионов второго сорта, из кинетических уравнений и равновесное решение этой системы уравнений.

В **приложении** приведена процедура разложения оператора столкновений по малому параметру, квадратному корню отношения масс $\sqrt{m_e/m_i}$. Чтобы использовать малость этого параметра столкновительный оператор St_{ej} (а затем и St_{je}) был приведен к виду, в котором этот малый параметр присутствует в явном виде. В таком представлении столкновительного оператора учтено, что $v_{Ti} \ll v_{Te}$ и $|\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_e| \ll v_{Te}$.

В **третьей главе** используется разложение возмущения функций распределения ионов и электронов в ряд по сферическим гармоникам. Поэтому в **приложении** дан полный набор необходимых определений для сферического представления векторов, тензоров и функций.

Кроме того в **приложении** вычислены матричные элементы $\mathcal{N}_{l\ nm}$ и $\mathcal{N}_{l\ nm}^{(2)}$ столкновительных интегралов $\Omega_l(\chi, \zeta) \theta(y)$ и $\Omega_l^{(2)}(\chi, \zeta)$, соответственно.

Публикации по теме диссертации

1. Боброва Н.А, Сасоров П.В., *МГД уравнения для полностью ионизованной плазмы сложного состава*, Физика Плазмы **19**, 789–795 (1993).
2. Боброва Н.А, Буланов С.В., Разинкова Т.Л., Сасоров П.В., *Динамика пинчового разряда в тонком канале*, Физика Плазмы **22**, 387–402 (1996).
3. Bobrova N.A., Bulanov S.V., Farina D., Pozzoli R., Razinkova T.L., Sasorov P.V., *Magnetohydrodynamic Simulation of Capillary Plasmas*, X-ray Lasers. Inst. Phys. Conf. Ser. (Proc. of X-ray Lasers 1996 Conf., Lund, Sweden. IOP Publ. Lmt., 1996, p.197–199).
4. Bobrova N.A., Bulanov S.V., Farina D., Pozzoli R., Razinkova T.L., Sasorov P.V., *Magnetohydrodynamic Simulation of Capillary Plasmas*, Dense Z-pinches (Ed. N. Pereira, J. Davis, P. Pulsifer. AIP Conf. Proc., AIP Press., NY., 1997, p.225–228).
5. Имшенник В.С., Боброва Н.А, *Динамика столкновительной плазмы* Энергоатомиздат, Москва, (1997).
6. Bobrova N.A., Bulanov S.V., Farina D., Pozzoli R., Razinkova T.L., Sakai J.-I., Sasorov P.V., *Dissipative MHD Simulation of Capillary Plasmas for Guiding of Intense Ultrashort Laser Pulses*, Journal of the Physical Society of Japan **67**, 3437–3442 (1998).
7. Боброва Н.А, Буланов С.В., Поццоли Р., Разинкова Т.Л., Сасоров П.В., Фарина Д., *МГД моделирование плазмы капиллярных разрядов*, Физика плазмы **24**, 3–8 (1998).
8. Боброва Н.А, Буланов С.В., Есаулов А.А., Сасоров П.В., *Капиллярные разряды для каналирования лазерных импульсов*, Физика плазмы **26**, 12–23 (2000).
9. Bobrova N.A., Bulanov S.V., Farina D., Pozzoli R., Razinkova T.L., Sakai J.-I., Sasorov P.V., Sokolov I.V., *MHD simulations of plasma dynamics in pinch discharges in capillary plasmas*, Laser and Particles Beams **18**, 623–638 (2000).
10. Vrba P., Vrbova M., Hebenstreit M., Neger T., Poeschl M., Bobrova N.A., Sasorov P.V., *Estimation of the Electron Temperature in Li₂CO₃ Discharge*, 7th International Conference XRL'2000, Saint Malo.(Orsay: Universote Paris-Sud, 2000, p.62–66).

11. Vrbova M., Jancarek A., Pina L., Vrba P., Bobrova N.A., Sasorov P.V., Kala M., *A Study of Electrical Discharge in Polyacetal Capillary*, 7th International Conference XRL'2000, Saint Malo.(Orsay: Universote Paris-Sud, 2000, p.67–70).
12. Vrba P., Vrbova M., Hebenstreit M., Neger T., Poeckl M., Bobrova N.A., Sasorov P.V., *Estimation of the Electron Temperature in Li₂CO₃ Discharge*, Journal de Physique IV (France) **11**, 555–558 (2001).
13. Vrbova M., Jancarek A., Pina L., Vrba P., Bobrova N.A., Sasorov P.V., Kala M., *A Study of Electrical Discharge in Polyacetal Capillary*, Journal de Physique IV (France) **11**, 575–578 (2001).
14. Janulevich K.A., Rocca J.J., Bobrova N.A., Sasorov P.V., Lucianetti A., Bortolotto F., Sander W., Nickles P.V., *Fast Capillary Discharge as a Preformed Active Medium of X-ray lasers. Ablative capillary discharge plasma as a preformed medium for soft x-ray laser*, Soft X-Ray Lasers and Applications IV (Eds.: E. E. Fill, J. J. Rocca) Proceedings of SPIE **4505**, 7–13 (2001).
15. Bobrova N.A., Esaulov A.A., Sakai J.-I., Sasorov P.V., Spence D.J., Butler A., Hooker S.M., Bulanov S.V., *Simulations of a hydrogen-filled capillary discharge waveguide*, Physical Review E **65**, 016407-1-11 (2002).
16. Vrba P., Vrbova M., Bobrova N.A., Sasorov P.V., Cachoncinlle C., Pouvelse J.M., Robert E., Sarroukh O., Gontiez T., Viladrosa R., Fleurier C., *Dynamic and Emission Characteristics of Xenon Capillary Discharge*, X-Ray Lasers 2002 (eds. J.J. Rocca et al. AIP, 2002, pp.133-138).
17. Vrba P., Vrbova M., Jancarek A., Bobrova N.A., Sasorov P.V., Limpouch J., Pina L., Nadvornikova L., Fojtik A., *EUV Emission and Gain in Polyacetal Capillary Discharge*, X-Ray Lasers 2002 (eds. J.J. Rocca et al. AIP, 2002, pp.139-143).
18. Janulevich K.A., Bortolotto F., Lucianetti A., Sander W., Nickles P.V., Rocca J.J., Bobrova N.A., Sasorov P.V., *Fast capillary discharge plasma as a preformed medium for longitudinally pumped collisional x-ray lasers*, J. Opt. Soc. Am. B **20**, 215–220 (2003).
19. Pogorelsky I.V., Pavlishin I.V., Ben-Zvi I., Kimuta T., Kamiya Y., Hirose T., Greenberg B., Zigler A., Andreev N., Bobrova N.A., Sasorov P.V., *Transmission of high-power CO₂ laser pulses through a plasma channel*, Applied Physics Letters **83**, 3459–3461 (2003).

20. Hirose T., Pogorelsky I.V., Ben-Zvi I., Yakimenko V., Kusche K., Siddons P., Kimuta T., Kamiya Y., Zigler A., Greenberg B., Kaganovich D., Pavlishin I.V., Diublov A., Bobrova N.A., Sasorov P.V., *Counter-Propagation of Electron and CO₂ Laser Beams in a Plasma Channel*, 17TH International Conference on the Application of Accelerators in Research and Industry. AIP Conference Proceedings 2003, Vol. 680, pp.815-819.
21. Vrba P., Vrbova M., Bobrova N.A., Sasorov P.V., *Pinching discharge in nitrogen filled capillary as a tool for soft x-ray laser recombination pumping*, Czechoslovak Journal of Physics Suppl.C **54**, 244–249 (2004).
22. Pogorelsky I.V., Pavlishin I.V., Ben-Zvi I., Yakimenko V., Kimuta T., Kamiya Y., Zigler A., Diublov A., Andreev N., Bobrova N.A., Sasorov P.V., *Experiments on Laser and e-Beam Transport and Interaction in a Plasma Channel*, Eleventh Advanced Accelerator Concepts Workshop. AIP Conference Proceedings 2004, Vol. 737, pp. 504-511.
23. Bobrova N.A., Lazzaro E., Sasorov P.V., *Magnetohydrodynamic two-temperature equations for multicomponent plasma*, Physics of Plasmas **12**, 022105 (2005).
24. Vrba P., Vrbova M., Bobrova N.A., Sasorov P.V., *Modelling of a nitrogen x-ray laser pumped by capillary discharge*, CEJP **3**, 564–580 (2005).
25. Кочарян А.Э., Боброва Н.А, Сасоров П.В., *Неоднородность химического состава плазмы в капиллярных разрядах*, Физика плазмы **32**, 963–972 (2006).
26. Боброва Н.А, Кочарян А.Э., Сасоров П.В., *Кинетические коэффициенты для тяжелой примеси в многокомпонентной плазме*, Физика плазмы **33**, 782–794 (2007).
27. Боброва Н.А, Имшенник В.С., *Высокоэнергетичная плазмодинамика, главы 1–6*, «Энциклопедия низкотемпературной плазмы». Гл. ред. серии В.Е. Фортов. Серия Б. «Справочные приложения, базы и банки данных». Тематический том IX –2. (Отв. ред. А.С. Кингсеп. Москва, ЯНУС-К, 2007, с1–133).
28. Боброва Н.А, Буланов С.В., Сасоров П.В., *Высокоэнергетичная плазмодинамика, глава 11*, «Энциклопедия низкотемпературной плазмы». Гл. ред. серии В.Е. Фортов. Серия Б. «Справочные приложения, базы и банки данных». Тематический том IX –2. (Отв. ред. А.С. Кингсеп. Москва, ЯНУС-К, 2007, с250–277).

29. Vrba P., Vrbova M., Bobrova N.A., Sasorov P.V., *A study of Z-pinch in capillary filled by boron vapors*, EPJ, **54**, 481–486 (2009).
30. Vrba P., Bobrova N.A., Sasorov P.V., Vrbova M., Hubner J., *Modeling of capillary Z-pinch recombination pumping of boron and EUV lasers*, Physics of Plasmas, **16**, p.073105 – 073105-11 (2009).
31. Kameshima T., Kotaki H., Kando M., Daito I., Kawase K., Fukuda Y., Chen L. M., Homma T., Kondo S., Esirkepov T. Zh., Bobrova N. A., Sasorov P. V., Bulanov S. V., *Laser Pulse Guiding and Electron Acceleration in the Ablative Capillary Discharge Plasma*, Physics of Plasmas, **16**, 093101 - 093101 -10 (2009).
32. Vrba P., Bobrova N.A., Sasorov P.V., Vrbova M., Hubner J., *Modelling of Capillary Z-Pinch Recombination Pumping of Hydrogen-Like Ion EUV Lasers*, X-Ray Lasers 2008, Springer Proceedings in Physics, Volume 130. ISBN 978-1-4020-9923-6. Springer Netherlands, 2009, p. 239.