

**Орешкин Владимир Иванович**

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛОТНОЙ  
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ  
И ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ,  
ПРОТЕКАЮЩИХ ПРИ ИМПЛОЗИИ Z-ПИНЧЕЙ**

01.04.13 – электрофизика, электрофизические установки

**Автореферат**  
диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук



Работа выполнена в Институте сильноточной электроники Сибирского отделения Российской академии наук, г. Томск

Научный консультант: доктор физико-математических наук  
Ратахин Н.А.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук  
Афонин В.И.  
(РФЯЦ ВНИИТФ, г. Снежинск)

доктор физико-математических наук,  
профессор  
Гасилов В.А.

(Институт математического  
моделирования РАН, г. Москва)

доктор физико-математических наук,  
Козырев А.В.

(Институт сильноточной электроники СО РАН,  
г. Томск)

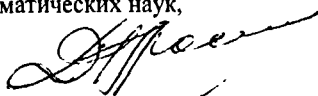
Ведущая организация: РНЦ «Курчатовский институт»,  
г. Москва

Защита состоится « \_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 2005 г. в « \_\_\_\_ » часов на заседании диссертационного совета Д.003 031.01 в Институте сильноточной электроники СО РАН по адресу: 634055, г.Томск, пр. Академический, 2/3.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института сильноточной электроники СО РАН.

Автореферат разослан «21» февр 2005 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,  
доктор физико-математических наук,  
профессор



Проскуровский

Д.И

2006-4  
6504

ИД6137

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность темы.** В настоящее время одним из наиболее эффективных способов получения плотной высокотемпературной плазмы является электромагнитное сжатие вещества под действием протекающего через вещество тока. Электромагнитное сжатие вещества (пинч-эффект) позволяет получать и исследовать в условиях лабораторного эксперимента как плотную, нагретую до высоких температур плазму, так и сверхсильные магнитные поля.

Систематические исследования Z-пинчей были начаты в начале 50-х годов прошлого столетия в связи с возникновением проблемы управляемости термоядерным синтезом (УТС). Однако принципиальные трудности, встретившиеся на этом пути, связанные в первую очередь с неустойчивостью сжатия, привели к тому, что интерес к исследованию Z-пинчей упал. Новый всплеск интереса к Z-пинчам возник в середине 70-х годов. К этому времени уровень развития импульсной техники позволил получать токи мегаамперного диапазона при временах нарастания  $\sim 100$  нс. На установках этого класса стали проводиться исследования по сжатию плазменных лайнеров или быстрых Z-пинчей. Концепции, заложенные в эти исследования, несколько отличаются от концепций, которые лежали в основе исследований классических Z-пинчей. Главное различие состоит в изначальном предположении, что основную долю энергии, вложенной в лайнер, составляет кинетическая энергия сжимающейся оболочки, а преобразование кинетической энергии в тепловую происходит в момент схлопывания оболочки на оси.

На сегодняшний день основное применение плазменных лайнеров является их использование как мощных (до 200 ТВт, при энергии излучения до 2 МДж за импульс) источников мягкого рентгеновского излучения в диапазоне энергий фотонов от нескольких сот до нескольких тысяч электрон-вольт. Основными типами нагрузок, которые используются в экспериментах по сжатию плазменных лайнеров, являются многопроволочные сборки и газовые лайнеры (одна или несколько полых цилиндрических оболочек). Характерные размеры плазменных лайнеров составляют: начальный радиус 1–5 см при такой же длине; погонная масса от 10 до  $10^3$  мкг/см. В финальной стадии при десятикратном и более сжатии образуется плазма с температурой от 100 эВ до нескольких килоэлектрон-вольт при концентрации вещества  $10^{18}$ – $10^{20}$  ион/см<sup>3</sup>.

Физическое описание процессов, протекающих при имплозии плазменных лайнеров, основывается на уравнениях магнитной радиационной гидродинамики (МРГД), описывающих макроскопические движения вещества с учетом влияния электромагнитных полей и явления переноса излучения. Эти уравнения являются системой дифференциальных уравнений в частных производных, и их аналитическое решение возможно лишь в тривиальных случаях. Поэтому с самого начала численное моделирование стало неотъемлемой частью теоретических методов исследования плазменных лайнеров. Кроме того, экспериментальное исследование сталки-

Физический институт им. П.А.Молчанова  
БИБЛИОТЕКА  
С.Петербург  
09 300 5/40

ваются с большими трудностями, связанными в первую очередь с экстремальными условиями, реализующимися в плазме пинчей. В подобной ситуации роль численного моделирования еще более возрастает и становится чрезвычайно высокой.

В связи с вышеизложенным тематика диссертационной работы, направленная на создание численных методик, позволяющих описывать формирование плотной высокотемпературной плазмы пинчей и генерацию теплового излучения в этой плазме, является актуальной.

**Целью работы** являлись разработка и апробация методик расчёта излучения в типичном для плазмы пинчей случае, когда неприменимы такие упрощенные подходы, как предположение о существовании локального термодинамического равновесия и корональное приближение: использование разработанных методик расчёта излучения в МРГД-расчётах, моделирующих динамику сжатия лайнеров, применение результатов расчётов характеристик излучения, главным образом спектральных, для диагностики лайнерной плазмы и интерпретации экспериментов по имплозии пинчей; исследование электрического взрыва микропроводников в режимах, близких к реализуемым при сжатии многопроволочных сборок.

**Научная новизна** работы заключается в том, что впервые

1. Рассмотрены особенности развития радиационного коллапса в многозарядной плазме Z-пинчей. Показано, что практически во всех современных экспериментах по сжатию плазменных лайнеров их параметры лежат в области радиационного коллапса.
2. Проведен численный анализ процессов имплозии двухкаскадных лайнеров, на основе которого для газовых лайнеров со стабилизирующим аксиальным магнитным полем найдены оптимальные с точки зрения выхода K-излучения соотношения между параметрами оболочек, которые затем были подтверждены экспериментально. Оптимальные параметры оболочек связаны следующими соотношениями: для радиусов  $R_{in} \approx R_{out}/5$ ; а для масс  $0,5 \leq m_{in}/m_{out} < 1$ , где индексы  $_{in}$  и  $_{out}$  относятся соответственно к внутренней и внешней оболочкам.
3. На основе численных расчётов показано, что прохождение ионизирующей ударной волны через плазму сопровождается генерацией на её фронте потоков ионов. Ионные потоки с зарядом ионного остатка выше среднего направлены в сторону распространения ударной волны, а их скорость приблизительно совпадает со скоростью распространения фронта волны.
4. Рассмотрена возможность создания источника рентгеновского излучения в диапазоне энергий фотонов 7–20 кэВ с использованием излучения в рекомбинационном континууме на свободно-связанных переходах электронов в плазме, образованной сжатием Z-пинчей. Показано, что эффективный источник рентгеновского излучения, базирующийся на этом механизме генерации, может

быть создан на генераторах мультимегаамперного диапазона при использовании веществ с атомными номерами от 18 до 22.

5. Показано, что в режиме быстрого электрического взрыва микропроводников (при плотностях тока  $\sim 10^8$  А/см<sup>2</sup>) образование страт происходит за счёт развития перегревных неустойчивостей. Причиной появления страт является характер изменения проводимости металла в окрестности критической точки, а именно падение проводимости металла при росте температуры и уменьшении плотности.

**Научная и практическая значимость работы** состоит в том, что:

1. Разработаны и апробированы методики расчёта излучения плазмы, позволяющие совместно с экспериментальными методами диагностики определять параметры высокоионизованной высокотемпературной плотной плазмы и являющиеся ценным инструментом в исследованиях по сжатию плазменных лайнеров.
2. Использование методик расчёта спектров излучения многозарядной плазмы в совокупности с экспериментальными измерениями позволило определить параметры плазмы неона, алюминия, аргона, криптона, полученной в большом числе экспериментов, проводимых в ИСЭ СО РАН на различных генераторах: ГИТ-4, ГИТ-8, ГИТ-12, СНОП-3, МИГ, ИМРИ-3, ИМРИ-4, ИМРИ-5.
3. Разработанная МРГД-программа нашла широкое применение для интерпретации и прогнозирования экспериментов. Она использовалась для моделирования экспериментов по сжатию плазменных лайнеров и проволочных сборок, проводившихся на установках ГИТ-4, ГИТ-8, ГИТ-12, СНОП-3, ИМРИ-5 (Россия, ИСЭ СО РАН); DOUBLE EAGLE, Z-генератор (США).

**Личный вклад автора.** В результатах, представленных в диссертационной работе, автором внесён определяющий вклад в постановку задач исследований, создание компьютерных программ для моделирования излучения плазмы и процессов, протекающих в Z-пинчах, проведение численных расчётов, а также в анализ и интерпретацию экспериментальных результатов. В постановке ряда задач и обсуждении результатов принимали активное участие Н.А.Ратахин, Р.Б. Бакшт. Некоторые расчёты по определению параметров плазмы, получаемой в экспериментах по сжатию плазменных лайнеров на различных генераторах ИСЭ СО РАН, проводились совместно с А.Ю. Лабеевским, С.А. Чайковским и А.В. Шишловым. Постановка задач по интерпретации результатов экспериментов на установках Z и Double Eagle (США) обсуждалась с А. Великовичем, Дж. Дэвисом и другими американскими коллегами. Соавторы, принимавшие участие в отдельных направлениях исследований, указаны в списке основных публикаций по теме диссертации. Все результаты, составляющие научную новизну диссертации и выносимые на защиту, получены автором лично.

## На защиту выносятся следующие научные положения:

1. Созданы оригинальные методики расчёта излучения, позволяющие совместно с экспериментальными методами диагностики определять параметры плотной высокотемпературной плазмы. Посредством данных методик в различных экспериментах по сжатию плазменных лайнеров были определены значения их температуры и плотности, и показано, что в образовании высокотемпературной плазмы, которая дает основной вклад в излучательные потери, участвует не более 10–30% ускоряемой массы плазменного лайнера.
2. Разработана одномерная двухтемпературная МРГД-программа, особенностью которой является учет нестационарности зарядового состава плазмы, спектрального переноса излучения и диффузии ионов различных сортов. Расчёты, выполненные с использованием данной программы, позволили интерпретировать результаты экспериментов по сжатию плазменных лайнеров и с достаточной точностью предсказывать характеристики жесткой части спектра теплового излучения различных веществ.
3. Обоснована принципиальная возможность создания источника рентгеновского излучения в диапазоне энергий фотонов 7–20 кэВ с использованием излучения в рекомбинационном континууме на свободно-связанных переходах электронов в плазме, образованной сжатием Z-пинчей. Показано, что этом спектральном диапазоне эффективный источник рентгеновского излучения может быть создан на генераторах мультимегаамперного уровня при использовании веществ с атомными номерами от 18 до 22.
4. На основе анализа экспериментальных данных и результатов МГД-моделирования электрического взрыва проводников (ЭВП) при существенно различных временах нарастания тока (0,03–15 мкс) показано, что при ЭВП проводимость металлов вблизи критической точки является функцией состояния вещества (температуры и плотности) и не зависит от скорости ввода энергии.
5. Показано, что в режиме быстрого ЭВП при плотностях тока  $\sim 10^8$  А/см<sup>2</sup> образование страт происходит за счёт развития перегревных неустойчивостей. Причиной появления страт является характер изменения проводимости металла в окрестности критической точки, а именно: падение проводимости при росте температуры и уменьшении плотности металла.
6. На основе современных представлений о поведении вещества в экстремальных состояниях (при больших плотностях и температурах) разработан комплекс компьютерных программ, адекватно описывающий основные физические процессы и значения измеряемых параметров при сжатии плазменных лайнеров и электрическом взрыве микропроводников.

**Достоверность и обоснованность результатов** диссертационной работы подтверждается результатами тестирования расчётных алгоритмов и сравнения результатов расчётов с результатами расчётов других авторов, адекватностью описания экспериментальных результатов и возможностью их прогнозирования, а также систематическим характером исследований.

**Апробация работы и публикации** Результаты работы докладывались и обсуждались на Международных конференциях по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу (Звенигород, 1990, 1997, 2002, 2003); Международном симпозиуме по коротковолновым лазерам и их применениях (Самарканд, 1990); Международных конференциях по импульсной технике. РРС (Сан-Диего, США, 1991; Монтерей, США, 1999; Даллас, США, 2003); Всесоюзной конференции по физике вакуумного ультрафиолетового излучения и его взаимодействия с веществом (Томск, 1991); Международных конференциях IEEE по физике плазмы (Норфолк, США, 1991; Монтерей, США, 1999; Новый Орлеан, США, 2000; Лас-Вегас, США, 2001; Балтимор, США, 2004); Международных конференциях по мощным импульсным пучкам заряженных частиц, Veams (Вашингтон, США, 1992, Сан-Диего, США, 1994; Хайфа, Израиль, 1998; Нагаока, Япония, 2000. Санкт-Петербург, Россия, 2004); Международной конференции по импульсным лазерам на переходах атомов и молекул (Томск, 1992); Международных конференциях по плотным Z-пинчам (Лондон, Великобритания, 1993; Ванкувер, Канада, 1997; Альбукерке, США, 2002); Международных конференциях «Забабахинские чтения» (Снежинск, Россия, 1995, 2001, 2003); VII Международной конференции по генерации мегагауссовых магнитных полей и их применениям (Саров, Россия, 1996); заседаниях Американского физического общества, отделение физики плазмы, APS. (Денвер, 1996; Новый Орлеан, 1998; Вашингтон, 1999; Лонг-Бич, 2001, Орlando, 2002, Альбукерке, 2003); Международной конференции «Физика плазмы и плазменные технологии» (Минск, Беларусь, 1997), Международном симпозиуме по исследованиям и применениям плазмы, PLASMA'97 (Варшава, Польша, 1997), Международных симпозиумах по сильноточной электронике (Томск, Россия, 2000, 2004), Международной конференции по экстремальным состояниям вещества (Эльбрус, Россия, 2002), Международных совещаниях по физике многопроволочных Z-пинчей (Колорадо Спрингс, США, 2003. Лондон, Великобритания, 2004); Первом Всероссийском семинаре по Z-пинчам (Москва, 2004).

Результаты исследований изложены в 22 статьях, 6 препринтах и 45 докладах на Международных и Российских симпозиумах и конференциях. Список основных публикаций приведен в конце автореферата

### **Структура диссертации**

Диссертация состоит из введения, семи глав, заключения и списка цитируемой литературы. Общий объем 263 страниц машинописного текста, 114 рисунков, 8 таблиц и 272 наименований в списке цитируемой литературы.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

**Во введении** дан краткий исторический обзор исследований по Z-пинчам. обоснована актуальность темы диссертации. сформулирована цель исследований, их научная новизна, представлены положения. выносимые на защиту.

**В первой главе** изложены методы расчёта излучения высокотемпературной плотной плазмы. основанные на использовании как стационарной. так и нестационарной ударно-излучательной модели В ней описаны две методики решения уравнений переноса излучения, различающиеся подходами к расчёту излучения в спектральных линиях. Первая методика основана на приближенном методе, в котором реабсорбция излучения в спектральных линиях учитывается с помощью факторов ускользания. вторая – на явном учете резонансного рассеяния фотонов на частотах спектральных линий

В плазме лайнеров наиболее существенны три вида излучения излучение в спектральных линиях, рекомбинационное излучение и тормозное излучение Формирование излучения обычно происходит в существенно неравновесной среде, к которой неприменимы такие упрощенные подходы. как предположение о существовании локального термодинамического равновесия (ЛТР) и корональное приближение Для нахождения распределения ионов по зарядовому составу необходимо использовать кинетические уравнения. основанные на ударно-излучательной модели Зная из решения уравнений ударно-излучательной модели зарядовый состав плазмы и распределение ионов по возбужденным состояниям, можно рассчитать поле излучения Однако сложность проблемы заключается в том, что, в свою очередь. зарядовый состав плазмы и распределение оптических электронов по возбужденным состояниям в значительной степени определяются собственным полем излучения Наиболее сильное влияние на зарядовый состав плазмы оказывает излучение в спектральных линиях. а его влияние на распределение ионов по возбужденным состояниям оказывается решающим. Поэтому две задачи – расчёт поля излучения и решение системы уравнений кинетики зарядового состава – неотделимы друг от друга

Ударно-излучательная модель включает в себя систему кинетических уравнений для населенностей отдельных уровней которая имеет следующий вид

$$\frac{dn_i^k}{dt} = \sum_{k^*, j} K_{ij}^{kk^*} n_j^{k^*}, \quad (1)$$

где  $n_i^k$  – населенность  $i$ -го состояния иона  $k$ -ой степени ионизации;  $K_{ij}^{kk^*}$  – элемент релаксационной матрицы. Элементы релаксационной матрицы определяются скоростями элементарных атомарных процессов. протекающих в плазме, и скоростями радиационных процессов, которые зависят от поля излучения В расчётах, представленных в диссертации, учитывались следующие элементарные процессы столкновительные возбуждение и девозбуждение дискретных уровней: их радиационный распад; ударная ионизация; тройная, фото- и диэлектронная рекомбина-



ции. Скорости столкновительных процессов и вероятности радиационных переходов рассчитывались как по квазиклассическим выражениям, так и с помощью программы АТОМ<sup>1</sup>.

В случае однородного плазменного столба реабсорбция излучения в спектральных линиях учитывалась с помощью приближенного решения уравнений Бибермана–Холстейна, суть которого состоит во введении факторов ускользания. Для этого в уравнениях (1) слагаемые, описывающие радиационные переходы, заменяются в соответствии с выражением

$$A_{ji}^k n_i^k + B_{ji}^k n_i^k \int \psi_\nu dv - B_{ij}^k n_j^k \int J_\nu \psi_\nu dv = \Theta_{ji}^k A_{ji}^k n_i^k, \quad (2)$$

где  $A_{ij}^k$ ,  $B_{ij}^k$ ,  $B_{ji}^k$  – коэффициенты Эйнштейна для вероятностей спонтанного излучения, вынужденного излучения и поглощения, соответственно;  $J_\nu$  – средняя интенсивность излучения;  $\psi_\nu$  – профиль поглощения,  $\Theta_{ji}^k$  – факторы ускользания. Факторы ускользания в данной точке излучающего объема приблизительно равны вероятности прямого (без перепоглощения) выхода фотона из этой точки за пределы плазмы. Они определяются для каждой спектральной линии и вычисляются в соответствии со следующими выражениями:

$$\Theta = \frac{1}{4\pi} \int_0^\pi \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^L \psi_\nu \exp(-k \cdot l) dv. \quad (3)$$

где  $k_\nu$  – коэффициент поглощения в спектральной линии;  $l$  – длина пути вдоль направления  $(\theta, \varphi)$ . Для однородного плазменного столба для факторов ускользания существуют простые интерполяционные выражения. Поэтому алгоритм расчёта поля излучения в этом методе следующий. На первом этапе методом итераций в каждой точке пространственного разбиения решаются уравнения ударно-излучательной модели, в которых вероятности радиационных переходов заменены в соответствии с выражением (2). Затем при известном распределении ионов по зарядовому составу и возбужденным уровням находится поле излучения (путем решения уравнений переноса излучения для каждой частоты и вдоль различных направлений) и рассчитываются его интегральные характеристики.

Для неоднородного плазменного столба вычисления факторов ускользания (интеграл (3)) является не менее трудоемкой задачей, чем непосредственное решение уравнений переноса, к тому же и сам метод Бибермана–Холстейна приближенный и применим лишь для однородной плазмы. В случае неоднородного столба необходимо использовать методы, в которых учитывается резонансное рассеяние в спектральных линиях. Резонансное рассеяние – это процесс поглощения фотона на частоте спектральной линии с дальнейшим его переизлучением в этой же спектральной линии. Излученный фотон будет распространяться в направлении, отличном от направления

<sup>1</sup> *Вашштейн Л.А., Шевельов В.П.* Структура и характеристики ионов в прозрачной плотной плазме. – М: Наука, 1986. – 215 с.

первичного фотона, и его энергия также может отличаться от энергии первичного. Изменение энергии фотона – процесс вероятностный и зависит от формы профиля испускания  $\psi$ . Так как функция  $\psi$  имеет максимум в центре линии, то наибольшее число фотонов будет переизлучаться именно на частоте центра линии, однако и поглощение на этой частоте максимально. Поэтому при большом количестве актов «поглощение–переизлучение», т.е. при большой оптической толщине плазмы, возрастает роль частот, далеких от центра линии, – крыльев линии. И хотя вероятность излучения в крыльях линии мала, но вероятность выхода фотона за пределы плазмы значительно выше, чем в центре. Поэтому излучательные потери в такой спектральной линии будут определяться в основном излучением в крыльях.

При явном учете резонансного рассеяния общий вид функции источников (отношение коэффициента испускания к коэффициенту поглощения) в спектральной линии следующий<sup>2</sup>:

$$S_l = (1 - \epsilon - \xi) \int J_\lambda \psi_\lambda dv + \epsilon B_\lambda(T_e) + \xi B_\lambda(T_l), \quad (4)$$

где  $\epsilon$  – вероятность гибели фотона при столкновительном переходе с верхнего излучающего уровня на нижний;  $\xi$  – вероятность гибели фотона во всех остальных элементарных актах;  $B_\lambda$  – функция Планка (интенсивность излучения «черного тела»);  $T_e$  – температура электронов;  $T_l$  – температура излучения.

При ЛТР выражение (4) есть функция Планка, однако в плазме, типичной для Z-пинчей, первое слагаемое в (4), описывающее резонансное рассеяние, может на несколько порядков превышать другие и именно поэтому явный учет процесса резонансного рассеяния необходим при нахождении поля излучения в спектральных линиях.

Величины  $\epsilon$  и  $\xi$ , входящие в выражение (4), являются важнейшими характеристиками спектральных линий, ими определяются характерные для этих линий оптические глубины. В плазме, далекой от ЛТР, обе эти величины много меньше (на несколько порядков) единицы, и, кроме того, значения величины  $\epsilon$  на 1–2 порядка меньше, чем значения величины  $\xi$ . Поэтому последняя определяет оптическую глубину  $\tau_l(r) \approx 1/\xi$ , на которой вероятность выхода фотона (после нескольких актов переизлучения), излученного в этой точке на частоте спектральной линии, практически равна нулю, то есть на этой оптической глубине крылья линии становятся непрозрачными. А так как потери излучения в спектральных линиях (при больших оптических толщинах в центре линии) определяются в основном крыльями, то на этой оптической глубине происходит смена режима излучения спектральной линии с объемного на поверхностный.

Величина  $\epsilon$  определяет другую характерную длину. На оптической глубине  $\tau_{\epsilon}(r) \approx 1/\epsilon$  интенсивность излучения в спектральной линии приближается к интен-

<sup>2</sup> Михалас Д. Звездные атмосферы. В 2-х т. – М.: Мир, 1982.

сивности, задаваемой функцией Планка  $B_\nu(T_e)$ . То есть, на этой оптической глубине происходит термализация излучения спектральной линии, и оно переходит в состояние термодинамического равновесия с веществом плазмы

При явном учете резонансного рассеяния в спектральных линиях для расчета поля излучения используются моментные, то есть проинтегрированные по углам, уравнения переноса излучения, при решении которых определяются такие интегральные характеристики, как средняя интенсивность и поток излучения. После подстановки в эти уравнения функции источников в виде (4), уравнения переноса излучения для каждой спектральной линии переходят в интегро-дифференциальные. Численное решение этих уравнений после замены в (4) интеграла по частоте квадратурными формулами осуществлялось методом матричной прогонки.

Кроме методов расчета излучения плотной высокотемпературной плазмы, в первой главе приведены результаты сравнения расчётов излучательных характеристик с результатами других авторов, а также результаты расчётов (на основе ударно-излучательной модели) инверсии на переходах неоноподобных ионов в схеме столкновительной накачки урвней

Одним из возможных применений плазменных лайнеров и Z-пинчей является их использование для получения генерации когерентного излучения в далеком ультрафиолетовом (УФ) и мягком рентгеновском диапазонах. Механизм получения инверсии на Ne-подобных ионах<sup>3</sup> основывается на том, что радиационный распад  $2p^53p$  урвней в основное  $2p^6$  состояние запрещен, в то время как для более низкоэнергетичных урвней  $2p^53s$  вероятности радиационного распада в основное состояние велики, поэтому в плазме с параметрами, которые могут быть получены в лабораторных условиях, возникает инверсия на переходах  $2p^53p \rightarrow 2p^53s$ . В диссертации приводятся зависимости от атомного номера коэффициентов усиления и параметров плазмы (температуры и концентрации), при которых возникает инверсия урвней, для веществ с атомными номерами от 15 (PIV) до 30 (ZnXXI). Длины волн лазерных переходов изменяются при этом в диапазоне 600–200 Å.

Результаты расчетов позволяют выразить зависимости от атомного номера  $Z_{яд}$  максимальных значений коэффициентов усиления  $G_{max}$  и параметров плазмы, при которых они достигаются, параметрически в виде  $G_{max}[\text{см}^{-1}] \approx 8.3 \cdot 10^{-10} Z_{яд}^{7.14}$ ,  $T_e[\text{эВ}] \approx 9.1 \cdot 10^{-1} Z_{яд}^{3.84}$ ;  $n_i[\text{см}^{-3}] \approx 5 \cdot 10^4 Z_{яд}^{10.3}$ , где  $n_i$  – концентрация ионов. То есть для ионов с атомными номерами  $\geq 18$  (начиная с КХ) в стационарном режиме могут быть достигнуты коэффициенты усиления больше  $1 \text{ см}^{-1}$ , а для самого тяжелого из рассматриваемых элементов (ZnXXI) достигается коэффициент усиления  $\sim 30 \text{ см}^{-1}$ . Эти результаты получены для оптически прозрачной плазмы. Если же плазма оптически плотная, то реабсорбция излучения ведет к уменьшению  $G_{max}$ , из-за эффективного

<sup>3</sup> Жерихин А.Р., Кошечев К.Н., Летохов В.С. Об усилении в области далекого ультрафиолета на переходах многозарядных ионов // Квантовая электроника – 1976 – Т. 3, № 1. – С. 152.

снижения вероятности распада нижнего лазерного уровня в основное состояние в  $\Theta$  (фактор ускользания) раз. Зависимость погонной массы активной лазерной среды, при которой происходит снижение  $G_{\max}$  в два раза, от атомного номера аппроксимируется выражением  $m[\text{мкг/см}] \approx 1.46 \cdot 10^{11} Z_{\text{яд}}^{-7.75}$ . Для веществ с атомными номерами  $< 20$  эта масса  $> 10$  мкг/см, а для веществ с атомными номерами  $> 28$  она  $< 1$  мкг/см.

**Во второй главе** описана методика определения параметров плазмы пинчей, основанная на сопоставлении экспериментальных результатов с результатами расчетов излучательных характеристик плазмы.

Для целей диагностики плотной высокотемпературной плазмы была создана компьютерная программа SPECTRUM-II, позволяющая рассчитывать спектр излучения однородного плазменного столба и основанная на методике расчета излучения с помощью факторов ускользания. Программа SPECTRUM-II позволяет рассчитывать спектры веществ от водорода до криптона (заряд ядра от 1 до 36). Для определения термодинамических параметров плазмы по результатам измерений излучательных характеристик и расчетов с помощью программы SPECTRUM-II используется следующая процедура. В расчетах присутствуют три независимых параметра: размер излучающей области, плотность плазмы и её температура. Следовательно, для корректного определения термодинамических параметров плазмы необходимо иметь три независимых экспериментальных диагностики. Обычно первая диагностика – это определение размера пинча с помощью камеры-обскуры, вторая – спектральная диагностика и третья – диагностика, позволяющая измерять абсолютные значения излучательных характеристик, например мощности.

Спектральные диагностики могут быть различными, однако наиболее часто используется отношение интенсивностей в спектральных линиях, а в случае излучения  $K$ -оболочки обычно это линии  $\text{He}_\alpha$  и  $\text{L}_{3,\alpha}$  – основные резонансные линии гелие- и водородоподобных ионов, соответственно. В этом случае строится номограмма зависимости плотности ионов и электронной температуры от мощности излучения и отношения интенсивностей линий (рис. 1) и с ее помощью определяются термодинамические параметры плазмы. В случаях, когда температура плазмы недостаточна для формирования  $K$ -излучения, используются другие виды спектральных диагностик. Так, для определения параметров плазмы, образованной сжатием сборки из алюминиевых проволочек на генераторе ГИТ-4, и для определения параметров трехкаскадного криптонового лайнера, ускоренного на генераторе ИМРИ-3, использовался спектрограф с отражающей дифракционной решеткой, позволяющий получать спектр излучения в диапазоне 20–200 Å с разрешением приблизительно 5 Å. В этих случаях параметры плазмы определялись путем сопоставления экспериментального спектра излучения с расчетным спектром, усредненным по формуле Гаусса со стандартным отклонением, равным разрешающей способности дифракционной решетки.

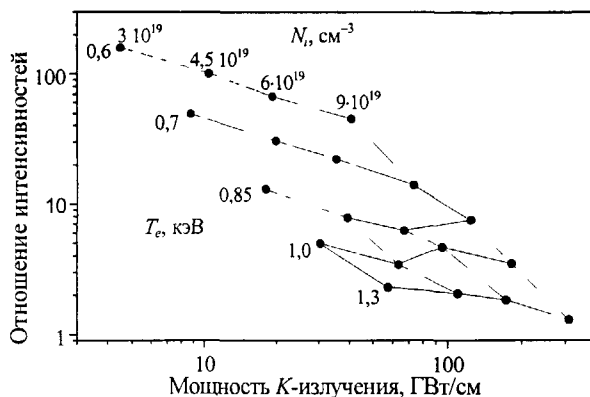


Рис 1 Номограмма зависимости плотности ионов и электронной температуры от мощности К-излучения и отношения интенсивностей линий  $He_{\alpha}$  и  $Ly_{\alpha}$  для столба аргоновой плазмы диаметром 0,1 см.

С помощью программы расчёта спектра были определены параметры плазмы неона, алюминия, аргона, криптона в большом числе экспериментов, проводимых в ИСЭ на различных генераторах: ГИТ-4, ГИТ-8, ГИТ-12, СНОП-3, МИГ, ИМРИ-3, ИМРИ-4, ИМРИ-5. Во всех этих экспериментах было установлено, что интенсивно излучает лишь небольшая часть вещества 10-30% от полной массы пинча, участвующей в имплозии.

**В третьей главе** формулируются уравнения магнитной гидродинамики с учетом диффузии ионов с разным отношением заряда к массе, описывается численная методика решения этих уравнений для одномерного случая с учётом нестационарных уравнений кинетики зарядового состава плазмы и уравнений переноса излучения и приводятся результаты тестирования численного алгоритма.

Процесс имплозии плазменных лайнеров и проволочныхборок традиционно описывается с помощью уравнений магнитной радиационной гидродинамики (МРГД), в которых учитываются как макроскопические движения плазмы под влиянием электромагнитных полей, так и перенос излучения. Моделирование процессов, протекающих в пинчах, обычно основывается на уравнениях магнитогидродинамики в том виде, в котором их получил Брагинский<sup>4</sup>. Эти уравнения записаны для полностью ионизованной плазмы, которая состоит из ионов только одного сорта. Однако для плазмы Z-пинчей типична ситуация, когда в ней присутствуют ионы с различным зарядом. Это могут быть ионы различных веществ или ионы одного вещества, но различной кратности ионизации. Присутствие в плазме ионов с разными зарядами может существенно сказаться на динамике процессов, протекающих в пинчах, что было по-

<sup>4</sup> Брагинский С И Явления переноса в плазме // Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А. Леоновича – Вып 1. – М : Гос изд лит по атомной науке и технике, 1963. – С. 183.

казано, например, Вихревым<sup>5</sup> при рассмотрении трехжидкостной (электроны, ионы и нейтральные атомы) МГД-модели.

В многокомпонентной и многозарядной плазме силы, обусловленные наличием в плазме градиентов теплового давления и магнитного поля, по-разному действуют на ионы с разными зарядами, что приводит к появлению диффузионных скоростей как у ионов, так и у электронов. Эффекты, обусловленные этими процессами, можно учесть в гидродинамическом приближении. Для этого необходимо записать уравнения Больцмана для каждого сорта ионов и электронов и проинтегрировать их с различными весами. Во второй главе сформулированы МГД-уравнения, в которых учитывается наличие в плазме ионов с различными зарядами. Рассматриваются два случая: 1) плазма состоит из веществ с различными атомными номерами; 2) в плазме присутствуют ионы одного вещества, но различных кратностей ионизации.

Система двухтемпературных МРГД-уравнений, в которых учитывались нестационарная кинетика ионизационного состава плазмы, перенос излучения и диффузия ионов различных веществ, была реализована в виде одномерного численного кода SHELL-II. Компьютерная программа, в которой были реализованы эти уравнения, состоит из двух взаимосвязанных блоков: магнитогидродинамического и радиационного. Интегрирование МРГД-уравнений начинается с расчёта скоростей ионизации и рекомбинации, ионного состава плазмы и поля излучения (при расчёте поля излучения в спектральных линиях в явном виде учитывались процессы резонансного рассеяния). В ходе интегрирования МГД-уравнений обращение к радиационному блоку осуществляется через 5–100 (в зависимости от шага интегрирования) гидродинамических шагов интегрирования.

МГД-блок программы SHELL-II включает в себя обычные уравнения гидродинамики и уравнения Максвелла в низкочастотном пределе (без учета токов смещения), а также блок, в котором рассчитываются диффузионные скорости ионов и электронов. Система уравнений для определения скоростей диффузии состоит из  $2N_i$  уравнений ( $N_i$  – число различных ионов, присутствующих в плазме). В присутствии магнитного поля существуют две проекции диффузионных скоростей, перпендикулярных магнитному полю (в цилиндрической геометрии при наличии  $B_\phi$ -поля существуют  $V_r$ - и  $V_z$ -составляющие диффузионных скоростей, а при наличии  $B_z$ -поля к ним добавляется и  $V_\phi$ -компонента).

В численных расчётах моделировалась имплозия лайнеров, состоящих из смеси различных веществ (50% аргона и 50% гелия). В расчётах фиксировались масса и радиус лайнера, а менялись амплитуда тока генератора (импульс тока синусоидальный) и время его нарастания. Причем эти величины варьировались таким образом, чтобы сжатие происходило вблизи максимума тока. Расчеты показывают, что сжатие многокомпонентных лайнеров сопровождается диффузией веществ, приводящей к их пере-

<sup>5</sup> Вихрев В. В., Брагинский С. И. Динамика Z-пинчей // Вопросы теории плазмы – Вып. 10 – М.: Атомиздат, 1980. – С. 243–318.

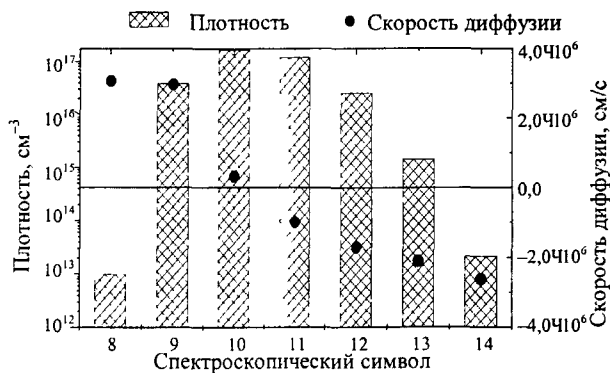


Рис 2 Зарядовый состав плазмы и диффузионные скорости ионов за фронтом ионизирующей ударной волны.

распределению. Внутренние слои лайнера обогащаются более легким веществом, а внешние – более тяжелым. Разделение веществ сильнее выражено при больших временах нарастания тока (и при малых массах лайнеров); так, при времени нарастания тока 500 нс во внутренних слоях содержание гелия было более 70%, а содержания аргона во внешних слоях – до 90%.

Диффузия ионов различной кратности ионизации рассматривалась для ионизирующей ударной волны. Численно решалась задача о поршне, вдвигающемся в газ (скорость поршня  $1,5 \cdot 10^7$  см/сек), плотность газа (аргон) близка к плотности в пинчах –  $10^{17}$   $\text{см}^{-3}$ , температура электронов перед фронтом ударной волны 1,5 эВ, за фронтом 150–200 эВ. В газе присутствовало магнитное поле, перпендикулярное фронту ударной волны, напряженность которого варьировалась. Численные расчёты показали, что прохождение через плазму ионизирующей ударной волны сопровождается генерацией на её фронте потоков ионов. Потоки ионов с зарядом выше среднего направлены в сторону распространения ударной волны, а потоки ионов с зарядом меньше среднего – в обратную сторону (рис. 2). Скорости ионных потоков, направленных в сторону распространения ударной волны, приблизительно совпадают со скоростью распространения фронта волны.

**В четвертой главе** обсуждаются результаты МРГД-моделирования (с помощью программы SHELL-II) экспериментов по сжатию плазменных лайнеров и проволочных сборок, проводившихся на установках: ГИТ-12, ИМРИ-5 (Россия, ИСЭ СО РАН); DOUBLE EAGLE, Z-генератор (США). Во всех расчётах МРГД-уравнения решались совместно с уравнениями электрического контура генератора.

Интерпретация результатов экспериментов по плазменным лайнерам и их прогнозирование с помощью МРГД-расчётов наталкивается на принципиальную трудность. Дело в том, что одним из возможных решений МРГД-уравнений является глубокое, до плотностей близких или даже больших, чем твердотельные, сжатие пинча,

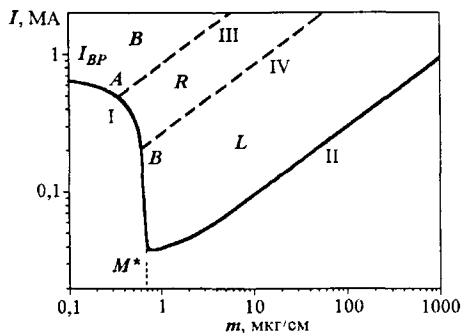


Рис 3 Диаграмма области радиационного коллапса для аргона.

кулоновский логарифм,  $Z_{\text{яд}}$  – заряд ядра. Ток Брагинского–Пизе не зависит от массы пинча. Однако картина меняется, если учесть рекомбинационное излучение и излучение в спектральных линиях. Диаграмма области радиационного коллапса для аргона показана на рис. 3, она типична для всех веществ. Ветви I и II этой диаграммы очерчивают границу области радиационного коллапса в зависимости от массы пинча. Диаграмма состоит из трех областей: B и R – области полностью ионизованной плазмы, L – область частично ионизованной плазмы. В области B радиационный коллапс в основном обусловлен тормозным излучением, в области R – рекомбинационным, а в области L – излучением в спектральных линиях.

Как видно из рис 3, при массе пинча, равной  $M^* [\text{мкг/см}] = 9,5\lambda A(Z_{\text{яд}} + 1)/Z_{\text{ат}}^4$ , где A – атомный вес вещества, ток, при котором пинч впадает в радиационный коллапс, резко уменьшается, и для аргона он меньше 50 кА. Пороговая масса  $M^*$  сильно зависит от  $Z_{\text{яд}}$  если для водорода  $M^* = 190$  мкг/см, то для аргона  $M^* = 0,69$  мкг/см (при  $\lambda = 10$ ).

Таким образом, фактически все современные эксперименты по пинчам как на небольших генераторах, так и на генераторах мегаамперного уровня попадают в область радиационного коллапса, который в экспериментах по плазменным лайнерам не наблюдается. Поэтому в большинстве случаев для интерпретации и прогнозирования выхода излучения плазменных лайнеров используются МРГД-расчеты, в которых предусмотрены те или меры, позволяющие избежать попадания в радиационный коллапс. Так, для моделирования K-излучения, то есть жесткой части теплового спектра, используется ударный подход<sup>8</sup>, в котором выделяются две стадии: стадия разгона и

которое в литературе получило название радиационного коллапса. Остановимся подробнее на этом явлении.

Для полностью ионизованной водородной плазмы, в которой преобладают потери на тормозное излучение, оно было описано в работах<sup>6,7</sup>, где было получено выражение для тока, выше которого наступает безграничное сжатие. Этот ток, названный по именам авторов током Брагинского–Пизе, равен

$$I_{\text{BP}} [\text{MA}] = 0,22\sqrt{\lambda} (Z_{\text{яд}} + 1) / Z_{\text{яд}},$$

<sup>6</sup> Брагинский С И О поведении полностью ионизованной плазмы в сильном магнитном поле // Журн эксп теорет. физики – 1957 – Т 33, вып 39 – С 645

<sup>7</sup> Pease R S Equilibrium characteristics of a pinched gas discharge cooled by bremsstrahlung radiation // Proc. Phys Soc B (London) – 1957 – Vol 70 – P 11

<sup>8</sup> Whitney K.G., Thornhill J W, Apruzese J P, Davis J // J Appl Phys – 1990 – Vol 67 – P 1725.



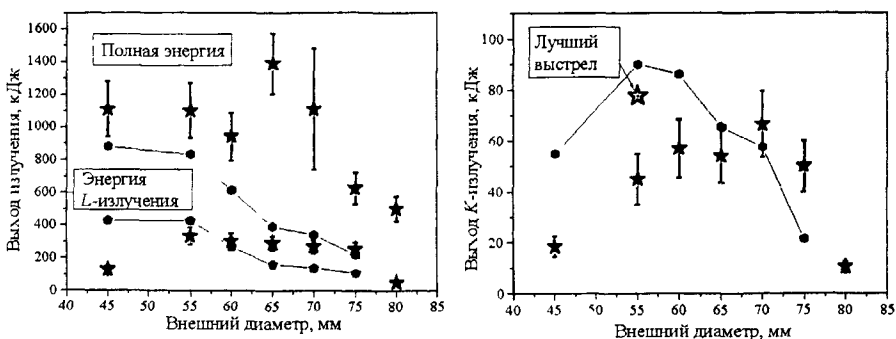


Рис 4 Зависимость выходов излучения в полном спектре, а также в  $L$ - и  $K$ -линиях железа от диаметра внешней оболочки (звездочки – эксперимент, линии – расчёт)

стадия термализации. В течение первой стадии происходит конверсия электрической энергии контура в кинетическую энергию лайнера. На второй стадии энергия в лайнер уже не вкладывается (ток через нагрузку не протекает), а происходит конверсия электрической энергии в тепловую и генерация излучения. Ясно, что в подобном подходе лишь приблизительно описываются процессы, протекающие в лайнере на стадии термализации, однако он все же позволяет дать количественные оценки выхода  $K$ -излучения.

Рассмотрим пример использования ударного подхода. Моделировались эксперименты, проведённые на установке Z, Sandia (ток 15–17 МА с временем нарастания  $\sim 100$  нс). В этих экспериментах ускорялись двухкаскадные проволочные лайнеры (вещество проволочек – нержавеющая сталь, в расчётах лайнер состоял из железа, хрома и никеля в процентном соотношении 73:18.8:8.2 соответственно) с соотношением масс и радиусов оболочек 1:2 при длине лайнера 2 см. Варьировались начальные радиусы проволочныхборок  $R_0$ , причём они варьировались таким образом, что время сжатия оставалось приблизительно постоянным, то есть для масс пинчей  $m$  и их начальных радиусов выполнялось условие  $mR_0^2 \sim \text{const}$ .

На рис 4 представлены расчётные и экспериментальные зависимости выходов излучения в полном спектре, а также в  $L$ - и  $K$ -линиях железа. Видно, что согласие между экспериментальными и расчётными энергиями излучения в полном спектре плохое, но в жесткой части спектра излучения  $L$ - и  $K$ -линий согласие значительно лучше, и, кроме этого, в расчётах отражены тенденции, проявляющиеся в экспериментах. Подобная ситуация типична для всех расчётов, в которых используется данный подход. Так как расчёты носят идеализированный характер, и к тому же в них используется искусственный прием – отключение тока через нагрузку в финале сжатия, то возникает резонный вопрос: почему подобные расчёты все же дают хорошее согласие по выходу  $K$ -излучения с экспериментальными результатами?

Чтобы ответить на этот вопрос, рассмотрим более детально процесс конверсии энергии генератора в энергию излучения. Основываясь на МРГД-уравнениях в двух-

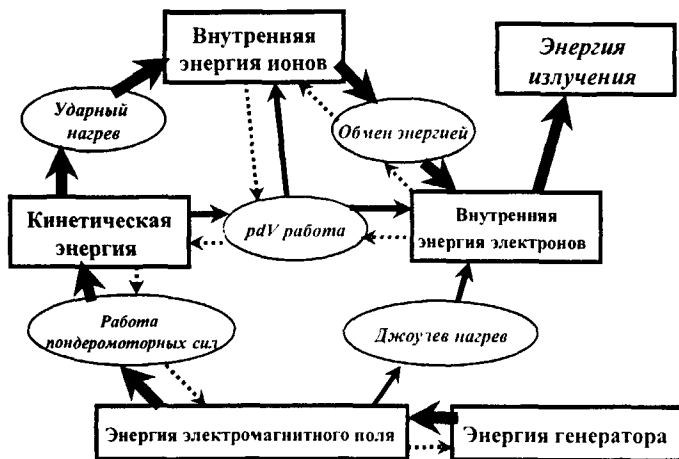


Рис 5 Схема конвертации энергии генератора в энергию излучения

температурном приближении. можно построить схему (рис 5), позволяющую проследить пути конверсии энергии. Прямоугольниками на этой схеме показаны различные виды энергии, овалами – процессы, ответственные за ее конверсию, пунктирными стрелками – обратимые процессы. Существуют три основных пути, по которым энергия генератора может быть преобразована в энергию излучения. Первый: энергия генератора через энергию электромагнитного поля и джоулеву теплота преобразуется непосредственно в энергию электронной компоненты и затем в энергию излучения. Второй путь: энергия электромагнитного поля посредством работы пондеромоторных сил переходит в кинетическую энергию, затем через адиабатическое сжатие электронной компоненты – во внутреннюю энергию электронов и в излучение. Третий: энергия электромагнитного поля посредством работы пондеромоторных сил переходит в кинетическую энергию, затем через ударный нагрев – во внутреннюю энергию ионов, после этого за счёт обмена энергией между ионами и электронами – во внутреннюю энергию электронной компоненты и, наконец, в энергию излучения.

В ударном подходе, который использовался выше для расчета  $K$ -излучения, детально описывался третий путь (ударный нагрев, на схеме рис 5 он показан жирными стрелками) формирования излучения. Наибольшие мощности энерговыделения в электронной компоненте реализуются при ударном нагреве вещества. Поэтому процесс формирования излучения в наиболее жесткой части спектра, в  $K$ -линиях, определяется именно ударным нагревом. Вследствие этого ударный подход, в котором как раз и учитывается этот путь нагрева электронов, даёт результаты, хорошо совпадающие с экспериментальными данными. Два оставшиеся пути (по ним формируется мягкая часть теплового спектра) реализуются в основном после формирования на оси плотного высокотемпературного пинча, то есть, по сути, в ударном подходе они выпадают из рассмотрения.

Ударный подход использовался и для моделирования экспериментов по сжатию лайнеров, состоящих из смеси аргона и водорода, на установке ГИТ-12, ИСЭ СО РАН (ток 2,5–3 МА, фронт нарастания ~100 нс). Интерес к сжатию таких лайнеров связан с предположением, что добавка водорода приведёт к улучшению стабильности имплозии аргонового лайнера и, как следствие, к увеличению выхода излучения. Предварительно были сделаны МРГД-расчёты сжатия аргонового лайнера с добавкой водорода, которые показали следующее: добавка водорода в однокаскадный лайнер приводит к падению выхода излучения в *K*-линиях аргона. Однако для двойного лайнера, если добавлять водород только во внешнюю оболочку, падение излучения было не таким сильным (25%, когда массовое содержание водорода во внешней оболочке составляет 50%). Поэтому представлялось возможным найти оптимальное содержание водорода во внешней оболочке, при котором будет обеспечено увеличение выхода излучения в *K*-линиях аргона за счёт стабилизации имплозии внешней оболочки.

Однако достаточно неожиданным результатом экспериментов явилось резкое снижение выхода и мощности излучения уже при относительно небольшом процентном содержании водорода во внешней оболочке, хотя результаты предварительного численного моделирования и предсказывали падение выхода излучения при увеличении содержания водорода, но не столь резкое. Поэтому целью моделирования  $\text{Ar-H}_2$  двойного лайнера являлось выяснение причины такого несоответствия. Моделирование проводилось в два этапа. На первом этапе моделировалось истечение газа из сопел Лавала при формировании газовой оболочки. На втором этапе производилось МРГД-моделирование имплозии лайнера и расчёт его излучения.

Для моделирования истечения газа из сопла использовалась программа NOZZLE, основанная на методе частиц. В условиях, когда длина свободного пробега молекул газа сравнима с характерным масштабом изменения плотности, для расчёта истечения газа из сопла необходимо использовать уравнения Больцмана. Однако полномасштабное решение этого уравнения сопряжено с большими трудностями. В то же время, если пренебречь столкновениями между частицами, то оказывается несложным получить решение уравнения Больцмана вдоль характеристик, которыми являются траектории частиц. Это и было реализовано в программе NOZZLE, позволяющей рассчитывать двумерное распределение плотности газа в межэлектродном промежутке. В численных расчётах пространство, в котором происходило движение частиц, разбивалось на две части: первая – инжектор частиц, вторая – область, в которой происходило движение газа. В инжекторе частиц, который располагался перед критическим сечением сопла, задавалось давление, измеренное в экспериментах, а распределение частиц по скоростям задавалось случайным образом. Каждая частица имела три компоненты скорости, в среднем у всего ансамбля частиц в инжекторе распределение по скоростям было максвелловским. Во второй пространственной области, которая включала в себя сопло и межэлектродное пространство, движение частиц инерциально. Со стенками сопла и электродами, одним из которых являлось само сопло,

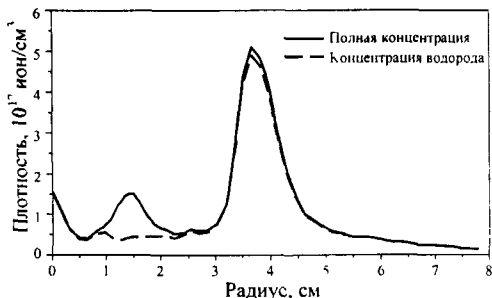


Рис 6 Распределение концентрации частиц в межэлектродном пространстве,  $z = 1.1$  см

танное по программе NOZZLE. представлено на рис 6 (в этом варианте масса водорода составляет одну треть от полной массы внешнего каскада) Как видно из этого рисунка, при сверхзвуковом истечении газа из сопел Лавала за счёт отражения частиц от сетки образуется фон водорода, достаточно равномерно распределённый по всему межэлектродному пространству Фон образуется за счет значительного превышения тепловой скорости молекул водорода над тепловой скоростью атомов аргона Наличие фона водорода ведет к тому, что в двухкаскадном лайнере аргоно-водородная смесь образуется не только во внешнем, но и во внутреннем каскаде. А так как  $K$ -излучение генерируется в основном веществом внутреннего каскада, то присутствие в нём водорода ведет к сильному падению выхода  $K$ -излучения Это показывают МРГД-расчёты по программе SHELL-II (рис 7), в которых используются более реалистичные начальные условия.

Однако не все задачи, связанные с МРГД-моделированием имплозии лайнеров, требуют мер по предотвращению радиационного коллапса Одна из таких задач — это моделирование имплозии лайнеров в присутствии аксиального магнитного поля, в ча-

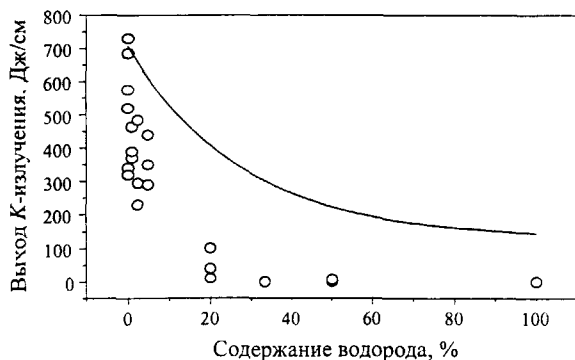


Рис 7 Сравнение экспериментальных данных по выходу излучения в  $K$ -линиях для  $Ag-H_2$  двойного лайнера с результатами МРГД-моделирования

вторым — сетка, расположенная напротив сопла, частицы претерпевали абсолютно упругие столкновения. Вероятность прохождения частиц через сетку, равнялась коэффициенту пропускания сетки — 0,77 33% частиц, которые отражались от сетки, равномерно рассеивались в телесный угол  $2\pi$  с сохранением кинетической энергии

Распределение газа в межэлектродном пространстве, рассчитанное по программе NOZZLE.

стности каскадированных лайнеров (Z- $\theta$ -пинч). Важным преимуществом Z- $\theta$ -пинчей является их более устойчивое сжатие по сравнению с обычной полой оболочкой. Выделяются два основных механизма стабилизации Z- $\theta$ -пинчей: первый – магнитным полем<sup>9</sup><sup>10</sup>, давление которого препятствует развитию крупномасштабных неустойчивостей. второй – механизм snow-plow стабилизации<sup>11</sup>, проявляющийся при сгребании вещества ударной волной и столкновении оболочек. Ввиду отмеченных преимуществ возможными применениями Z- $\theta$ -пинчей являются приложения, требующие однородных в аксиальном направлении плазменных столбов, в частности создание тазерной среды для генерации когерентного излучения в мягком рентгеновском диапазоне<sup>12</sup>.

Сценарий импlosion Z- $\theta$ -пинчей следующий. Ток генератора течёт по внешней оболочке и ускоряет её. По мере ускорения аксиальное магнитное поле, зажатое между оболочками, сжимается и достигает своей максимальной величины в момент столкновения оболочек. Внутренний каскад ускоряется как под действием азимутальных токов, возникающих при сжатии аксиального магнитного поля между каскадами, так и под действием сил газодинамического давления. Время разгона внутреннего каскада определяется временем столкновения оболочек, которое значительно меньше времени нарастания тока генератора, поэтому передача энергии во внутренний каскад происходит с обострением мощности. Первичный разогрев вещества внутреннего каскада происходит в сильной ударной волне, которая, относительно слабо сжимая вещество, разогревает его до высоких температур. После прихода ударной волны на ось образуется отражённая ударная волна, и все дальнейшее сжатие пинча сопровождается серией ударных волн меньшей интенсивности, проходящих через вещество внутреннего каскада. Ударный нагрев вещества внутреннего каскада обуславливает более высокую температуру последнего по сравнению с внешним. Поэтому формирование излучения в наиболее жесткой части спектра происходит именно в веществе внутреннего каскада. В связи с этим особенно важным является вопрос, какая доля энергии, вложенной в Z-пинч, передается в вещество внутреннего каскада. Очевидно, что это зависит от таких параметров каскадов, как начальные радиусы и массы: например, при очень маленьком радиусе внутреннего каскада эффективная передача энергии в его вещество невозможна.

Эксперименты по исследованию сжатия двухкаскадных газовых лайнеров (неон) с аксиальным магнитным полем проводились в ИСЭ СО РАН на установке ИМРИ-5 (ток через нагрузку 0.45 МА, время нарастания тока 500 нс). Перед началом

<sup>9</sup> Будько А.Б., Вешкович А.Л., Либерман М.А., Фелбер Ф.С. Рост рэлей-тейлоровских и объемных конвективных неустойчивостей в динамике плазменных лайнеров и пинчей // Журн. экп. теорет. физики – 1989 – Т. 96, вып. 1 – С. 496

<sup>10</sup> Rudakov L I., Bagarin K A., Kalinin Yu.G., et al. // Phys. Fluids B. – 1991 – Vol. 3 – P. 2414

<sup>11</sup> Gol'berg S M., Velikovich A L. Suppression of Rayleigh–Taylor instability by the snowplow mechanism // Phys. Fluids B. – 1993 – Vol. 5, No 4. – P. 1164–1172.

<sup>12</sup> Сорокин С.А., Чайковский С.А. Получение высоких степеней устойчивого радиального сжатия плазменных лайнеров // Физика плазмы – 1993. – Т. 19, вып. 7 – С. 856–865

экспериментов были выполнены предварительные расчёты выхода  $K$ -излучения неона применительно к этой установке. Целью этих расчетов было определение параметров внешней и внутренней оболочек, оптимальных с точки зрения выхода излучения в  $K$ -линиях неона. Оказалось, что эти параметры связаны следующими соотношениями. для радиусов  $R_{in} \approx R_{out}/5$ ; а для масс  $0.5 \leq m_{in}/m_{out} < 1$  (индексы  $in$  и  $out$  относятся

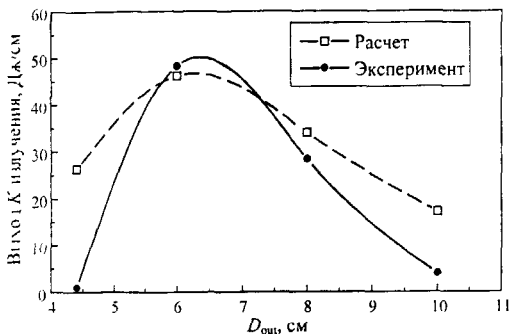


Рис. 8. Расчетная и экспериментальная зависимость максимального выхода излучения в  $K$ -линиях от начального диаметра внешнего каскада двухкаскадного лайнера

внешней оболочки. Из этого рисунка видно, что как в расчётах, так и в экспериментах оптимальные радиусы оболочек (оптимальная конфигурация сопел) составляют  $R_{in} = 3$  см,  $R_{out} = 0.6$  см. На рис. 9 представлено сравнение экспериментальных и расчётных выходов и мощностей  $K$ -излучения от величины начального магнитного поля для этой оптимальной конфигурации. Как видно из рис. 9, для этой конфигурации расчётные и экспериментальные выходы и мощности  $K$ -излучения довольно хорошо согласуются друг с другом не только качественно, но и количественно.

Таким образом, как МРГД-расчёты, так и эксперименты показывают, что для генератора ИМРИ-5 наиболее оптимальной с точки зрения получения выхода излучения

соответственно к внутренней и внешней оболочкам). Оптимальный радиус внешней оболочки для установки ИМРИ-5 составил 3–3,5 см

Результаты экспериментов, в которых варьировались как параметры оболочек (радиусы и массы), так и значения аксиального магнитного поля, подтвердили результаты предварительных расчётов. На рис. 8 представлены максимальные экспериментальные и расчётные выходы  $K$ -излучения неона в зависимости от начального диаметра

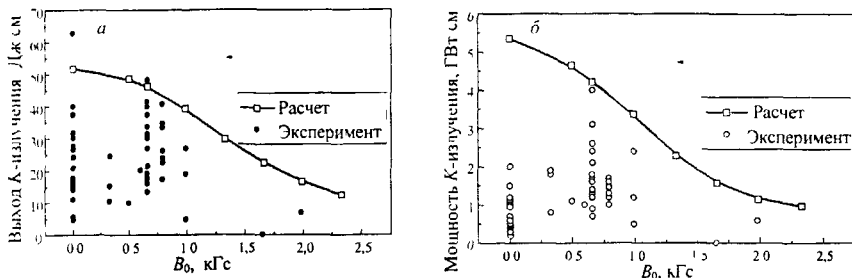


Рис. 9 Выход и мощность излучения в  $K$ -линиях неона в зависимости от величины начального магнитного поля. Сравнение эксперимента и результатов МРГД-расчётов

ния в  $K$ -линиях является конфигурация сопел с начальными радиусами внешнего и внутреннего каскадов  $R_{in} = 3$  см,  $R_{out} = 0,6$  см, которая в том же является наилучшей и с точки зрения устойчивости сжатия.

Другой задачей, не требующей мер по предотвращению радиационного котла, является моделирование обжатия конденсированной малоплотной пены плазменными лайнерами. В этом случае при помещении на ось пены, состоящей из веществ с малыми атомными номерами, лайнер при термализации на оси не впадает в радиационный коллапс, что позволяет моделировать не только стадию разгона лайнера, но и адиабатическое сжатие пинча после его термализации. Интерес к схемам такого рода связан с возможным их использованием для осуществления реакции управляемого термоядерного синтеза (УТС). В одной из таких схем<sup>13</sup>, исследовавшейся в ТРИНИТИ на установке «Ангара-5-1», предполагается, что мишень расположена в центре пинча и окружена конденсированной, но относительно малоплотной пеной. Эксперименты<sup>14</sup> по изучению этой схемы УТС, проводившиеся на «Ангара-5-1», послужили толчком к проведению подобных исследований и на более мощной установке Z.

Эксперименты, моделирование которых описано ниже, проводились на установке Z. Sandia (ток 15-17 МА с временем нарастания  $\sim 100$  нс). В них нагрузкой являлись двухкаскадные многопроволочные сборки из никелированных титановых проволочек. Диаметр внешней оболочки составлял 50 мм, длина лайнера 20 мм, полная погонная масса (масса двух проволочных оболочек) 1,4 мг/см, отношение масс и радиусов внешней и внутренней оболочек 2:1. Внутри проволочных каскадов помещалась конденсированная пластиковая пена, в состав которой входили в основном С и Н, а плотность варьировалась от 10 до 40 мг/см<sup>3</sup> и диаметр – от 2 до 2,8 мм, и, соответственно, ее масса изменялась от 0,314 до 1,23 мг/см. В этих экспериментах, несмотря на то, что финальный диаметр пинча был достаточно большим и составлял несколько миллиметров, выход излучения в жестком диапазоне ( $K$ -линии титана) оказался приблизительно таким же, как и для случая без пены на оси.

В расчетах, проводившихся по программе SHELL-II, начальные условия соответствовали экспериментальным. Начальная плотность пены так же совпадала с экспериментальными значениями и варьировалась от 10 до 40 мг/см<sup>3</sup>. Элементный состав вещества проволочного лайнера 70% титана и 30% никеля, конденсированной пены: 70% углерода, 30% водорода.

Рассмотрим процесс нагрева пены. Он происходит под действием мощного потока рентгеновского излучения, спектр которого (в момент столкновения металлических оболочек) представлен на рис. 10. Как видно из этого рисунка, пена подвержена облучению фотонами с энергией 0,1–0,5 кэВ. Распределение термодинамических па-

<sup>13</sup> Гасилов В.А., Захаров С.В., Смирнов В.П. О генерации мощных потоков излучения и получении мегабарных давлений в лайнерных системах // Письма в ЖЭТФ – 1991 – Т. 53, вып. 2 – С. 15-18.

<sup>14</sup> Smirnov V.P., Grabovski E.V., Zaitsev V.I., et al. Progress in investigations on dense plasma compression on ANGARA-5-1 // Proc. BEAMS'90 – World Scientific, 1991 – Vol. 1 – P. 61 (I.07).

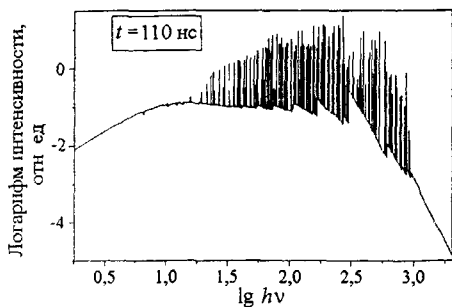


Рис 10 Спектр излучения в момент столкновения проволочных каскадов  $t = 110$  нс ( $h\nu$  измеряется в электронвольтах)

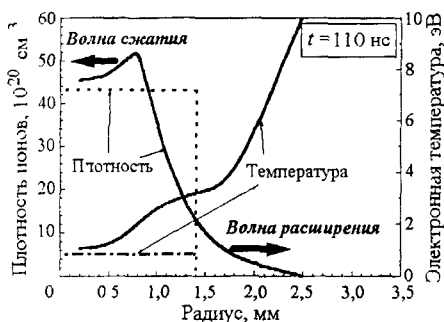


Рис 11 Распределение термодинамических параметров пены в процессе её нагрева излучением многокаскадного лайнера.

водности, существенная при лазерном обжатии мишени, в этом случае оказывается незначительной, так как поток электронной теплопроводности на несколько порядков ниже потока излучения.

Таким образом, к моменту, когда металлический лайнер налетает на вещество пены, она представляет собой не однородный компактный столб, а некое плазменное образование (радиальный размер которого в 2.5 раза больше исходного размера столба) с возрастающей к центру плотностью (в центре плотность пены на 35–40% выше плотности холодного столба). Поэтому ударная волна, генерируемая в пене при столкновении с металлической оболочкой, вынуждена распространяться по веществу с возрастающей плотностью, что приводит к подавлению крупномасштабных неустойчивостей, стабилизирует сжатие и делает применимым одномерное приближение. Вследствие этого экспериментальные и расчётные значения выходов излучения в К-линиях титана показывают хорошее количественное согласие (менее 50%)

**В пятой главе** на основе квазидвумерных моделей рассматривается влияние крупномасштабных неустойчивостей на формирование излучения в плазменных лай-

раметров вещества пены в этот момент времени показано на рис. 11 (пунктирными линиями показано начальное распределение параметров) Как видно из рис. 11, прогреваются в основном внешние слои, которые испаряются и разлетаются со скоростью до  $5 \cdot 10^6$  см/с, а внутрь вещества пены под действием реактивных сил распространяется волна сжатия. Скорость распространения этой волны сжатия значительно ниже – меньше  $10^6$  см/с.

Процесс нагрева пены схож с процессом абляционного сжатия мишени лазерным излучением. Однако есть и существенные отличия, прежде всего связанные со спектром падающего излучения. Лазерное излучение – это длинноволновое излучение узкого спектрального диапазона, здесь же спектр падающего излучения широкий и лежит в более жёсткой части (рис. 10) Вследствие этого излучение проникает не только во внешние слои пены, но и пронизывает её насквозь. Роль теплопроводности, существенная при лазерном обжатии мишени, в этом случае оказывается незначительной, так как поток электронной теплопроводности на несколько порядков ниже потока излучения.



нерах Процесс имплозии плазменных лайнеров можно разделить на две наиболее важные фазы: первая – ускорение оболочки, вторая – существования на оси плотного высокотемпературного пинча. Для первой фазы характерны преобладающая роль ударных волн и малые излучательные потери, в течение второй фазы, напротив, формируется практически всё излучение, испускаемое лайнером, а роль ударных волн в это время мала. Поэтому влияние крупномасштабных неустойчивостей на излучение лайнера изучалось на основе двух моделей. Одна из этих моделей – модель «снежного плуга»<sup>5</sup> (двумерная *snow-plow*-модель) – позволяет моделировать эволюцию крупномасштабных неустойчивостей в процессе имплозии, а также выделять наиболее устойчивые распределения массы вещества внутри оболочки. С помощью второй, квазидвумерной гидравлической модели<sup>15</sup>, моделируются финальная, то есть высокотемпературная стадия имплозии пинча и его излучение. В совокупности эти модели позволяют провести сравнение результатов моделирования с экспериментальными результатами.

В квазидвумерной модели «снежного плуга» плазменный лайнер представляет собой бесконечно тонкую оболочку, имеющую радиальную и аксиальную составляющие скорости. Формально эта модель описывает распространение ударной волны в веществе с показателем адиабаты, равным единице, то есть с бесконечным сжатием вещества за фронтом ударной волны. Двумерная *snow-plow*-модель включает в себя уравнение, описывающее изменение массы элемента токовой оболочки, и уравнения движения, представляющие собой закон сохранения импульса. Особенностью *snow-plow*-модели, представленной в диссертационной работе, является то, что в ней используется и закон сохранения энергии, что позволяет определить температуру вещества за фронтом ударной волны и учесть влияние теплового давления вдоль токовой оболочки.

Двумерная *snow-plow*-модель позволяет численно исследовать процесс развития рэлей-гейлоровских неустойчивостей как в линейной, так и в нелинейной стадиях, а также эффект *snow-plow*-стабилизации<sup>11</sup>, который проявляется в процессе сжатия вещества с распределенной плотностью. Нелинейная стадия развития крупномасштаб-

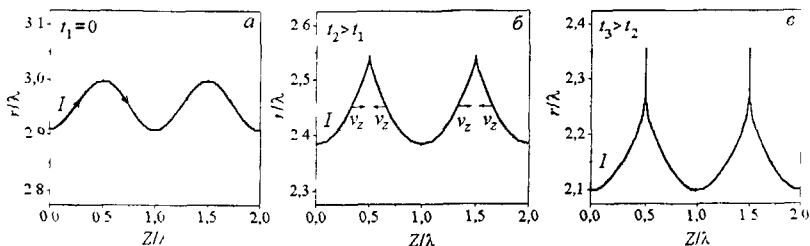


Рис 12 Эволюция рэлей-гейлоровской неустойчивости в двумерной *snow-plow* модели

<sup>15</sup> Ишентик В С Оссовец С М Отрощенко И.В // Журн. эксп. теорет физики – 1973 – Т 64 – С 2057

ных неустойчивостей характеризуется вытеканием вещества между силовыми линиями магнитного поля, что приводит к потере части массы пинча в процессе ускорения (рис. 12). Численный анализ развития нелинейной фазы при сжатии вещества с распределённой плотностью показывает, что более устойчивыми по сравнению с полый цилиндрической оболочкой оказываются сплошной и двойной лайнеры.

Стадия существования на оси плотного высокотемпературного пинча и формирование в нем излучения моделировалась с помощью гидравлической модели, уравнения которой получаются из МРГД-уравнений при профилировании термодинамических функций вдоль радиуса. Ионный состав плазмы рассчитывался с помощью стационарной ударно-излучательной модели, описанной в главе 1, а для учета радиационных потерь составлялись таблицы мощности излучения. Начальные условия при интегрировании уравнений гидравлической модели выбирались на основе предварительного решения уравнений двумерной *snow-plow* модели таким образом, чтобы выполнялись законы сохранения массы и энергии.

Результаты расчётов, в которых двумерная *snow-plow* модель используется совместно с квазидвумерной гидравлической моделью, сравнивались с результатами экспериментов по сжатию двухкаскадных аргоновых лайнеров, проводившихся на установке ГИТ-12. Было показано, что совместное использование двух этих моделей позволяет дать хорошие как качественные, так и количественные оценки выхода  $K$ -излучения плазменного столба, образующегося в результате имплозии лайнеров. Кроме этого, результаты расчетов позволяют сделать вывод, что развитие крупномасштабных неустойчивостей в процессе сжатия пинчей ведёт к снижению выхода излучения в  $K$ -линиях.

В шестой главе рассматривается возможность создания источника рентгеновского излучения в области энергии квантов 7–20 кэВ на свободно-связанных переходах электронов. В настоящее время  $Z$ -пинчи широко используются в качестве мощных источников мягкого рентгеновского излучения. Спектральный диапазон таких источников составляет от 0,1 до приблизительно 7 кэВ. В более жёстком диапазоне (> 20 кэВ) используются мощные электронные пучки, тормозящиеся на холодных конденсированных мишенях. Диапазон же 7–20 кэВ остаётся не перекрытым ни одним из существующих в настоящее время типов мощных источников излучения. Сравнительный анализ двух типов источников ( $Z$ -пинчей и излучателей на основе электронных пучков)<sup>16</sup> показал, что перспективы создания на их основе мощного источника излучения с энергией квантов в диапазоне 7–20 кэВ есть только в схеме  $Z$ -пинча.

В пинчевых системах наиболее привлекательной является перспектива получения излучения в спектральных линиях, образованных переходами электронов  $K$ -оболочек, так как существует принципиальная возможность конвертировать в этот тип излучения значительную долю энергии, вложенной в  $Z$ -пинч. Однако в действи-

<sup>16</sup> Ратахин Н.А. О проблеме генерирования мощного рентгеновского излучения в диапазоне 7–20 кэВ // Изв. вузов. Физика. – 1997. – Т. 40, № 12. – С. 92–99

тельности эффективность преобразования энергии генератора в энергию излучения в диапазоне 7–20 кэВ очень низка, так как в этом диапазоне лежат  $K$ -линии веществ с большими атомными номерами ( $Z_{яд} \sim 28-40$ ) и для генерации  $K$ -излучения требуется преодоление мощного «радиационного барьера» (излучение в спектральных линиях  $L$ - и  $M$ -оболочек)

Для устранения этого препятствия было предложено использовать рекомбинационное излучение водородо- и гелиеподобных ионов веществ с меньшим  $Z_{яд}$ . Излучение рекомбинационного континуума этих ионов лежит в более жёсткой области, чем все спектральные линии данного вещества, за счёт этого  $Z_{яд}$  может быть уменьшено. Поэтому, несмотря на меньшую эффективность конверсии энергии в рекомбинационный континуум по сравнению с излучением в  $K$ -линиях, использование рекомбинационного континуума может оказаться энергетически более выгодным за счёт снижения радиационного барьера. И, кроме того, и это главное, излучательная способность  $K$ -линий растёт пропорционально первой степени атомного номера, в то время как излучательная способность в рекомбинационном континууме – пропорционально пятой степени.

Для оценки выхода рекомбинационного излучения была разработана аналитическая модель, сходная по своим предположениям с моделью *Mosher-Qi-Krishnan* (MQK-модель) для излучения в  $K$ -линиях<sup>17</sup>. Основные допущения, заложенные в этой модели, следующие. плазма полностью ионизована; время излучения определяется временем гидродинамического удержания плазмы; плазма на частотах, соответствующих энергиям квантов  $>7$  кэВ, оптически прозрачна; во внутреннюю энергию плазмы  $E_{in}$  переходит часть кинетической энергии  $E_{kin}$ , определяемая выражением  $E_{in} = \epsilon E_{kin}$ , где величина  $\epsilon$  включает в себя эффекты «радиационного барьера». Модель для вещества с атомным номером  $Z_{яд}$ , диапазона энергий квантов  $h\nu > E_0$  и заданного уровня тока генератора  $I$  позволяет найти максимальный выход излучения, оптимальную с точки зрения выхода рекомбинационного излучения температуру пинча, его оптимальные массу и начальный радиус

Зависимость оптимальной температуры пинча от атомного номера вещества для энергий квантов  $h\nu > 7$  и 10 кэВ показана на рис 13. Как видно из рис. 13, для диапазона

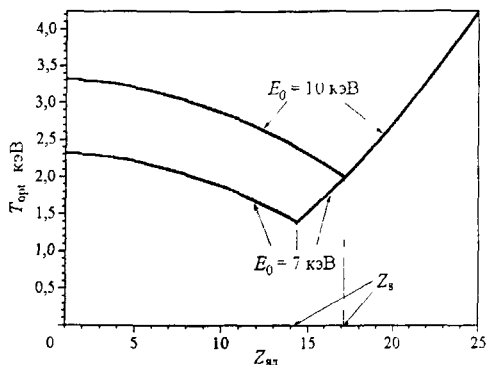


Рис 13 Зависимость оптимальной температуры от атомного номера вещества для спектральных диапазонов  $E_0 = 7$  кэВ и  $E_0 = 10$  кэВ

<sup>17</sup> Mosher D, Qi N, Krishnan M A two-level model for K-shell radiation scaling of the implosion Z-pinch plasma radiation source // IEEE Trans Plasma Sci – 1999 – Vol. 26, No 3 – P 1052-1061.

$h\nu > E_0$  при малых  $Z_{\text{яд}}$  оптимальная температура электронов в пинче падает. Падение температуры связано с тем, что энергия излученного кванта при захвате свободного электрона в связанное состояние складывается из кинетической энергии свободного электрона и потенциальной энергии связанного состояния. Последняя величина растет с ростом атомного номера  $n$ , следовательно, кинетическая энергия свободного электрона, то есть температура, снижается. Однако снижение температуры возможно лишь до тех пор, пока не начнется рекомбинация плазмы. Поэтому для веществ с большими атомными номерами оптимальная температура начинает расти с ростом атомного номера. Для заданного диапазона  $h\nu > E_0$  существует вещество с атомным номером  $Z_s$  (см рис. 3), для которого оптимальная температура минимальна. И хотя в модели выход рекомбинационного излучения всегда растет с ростом  $Z_{\text{я}}$ , в реальности максимальный выход излучения все же следует ожидать для веществ с  $Z_{\text{яд}}$ , близкими к  $Z_s$ , так как с ростом  $Z_{\text{яд}}$ , во-первых, растет температура пинча, а достижение в экспериментах больших температур проблематично, во-вторых, усиливаются эффекты «радиационного барьера».

Сравнивая оценки выхода рекомбинационного излучения в диапазоне  $h\nu > E_0$  (при  $Z_{\text{яд}} = Z_s$ ) с оценками выхода излучения в  $K$ -линиях (по MQK-модели) в том же диапазоне, получим, что отношение выхода рекомбинационного излучения к выходу излучения в  $K$ -линиях растет с ростом жесткости квантов  $\propto E_0^{1.86}$ , и использование рекомбинационного излучения, даже без учета эффектов «радиационного барьера», становится более выгодным для квантов с энергией  $\sim 20$  кэВ. Ясно, что учет таких эффектов должен привести к снижению этого порога. Кроме того, для генерации рекомбинационного излучения требуется меньшая температура плазмы. Если для генерации  $K$ -линий оптимальная температура плазмы составляет  $\approx E_0/3$ , то для рекомбинационного континуума она  $\approx E_0/5$ . К тому же атомный номер вещества, на переходах которого может быть получено  $K$ -излучение в нужном диапазоне, в 1,8 раз больше,

чем атомный номер вещества, нужного для генерации рекомбинационного излучения. Так, для генерации  $K$ -излучения в диапазоне 7–20 кэВ необходимо использовать вещества с атомными номерами  $\sim 28$ –40, а для генерации рекомбинационного излучения – с  $\sim 18$ –22.

Эксперименты по получению рекомбинационного излучения проводились на установках Z (Sandia, двухкаскадные аргоновые лайнеры, ток 15–17 МА) и ГИТ-12 (Томск, неон, алюминий, аргон, ток до 2.7 МА).

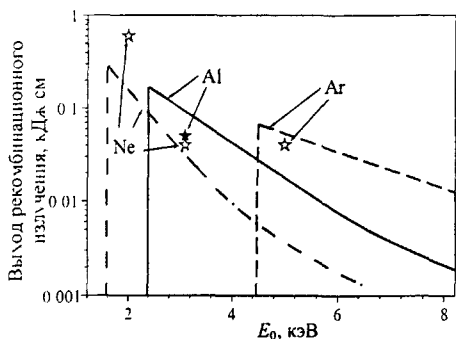


Рис 14 Зависимость выхода рекомбинационного излучения от спектрального диапазона: сплошные линии – теория; звездочки – эксперимент;  $\epsilon = 0,3$ .

Для этих экспериментов проводилось численное моделирование по программе SHELL-II, и делались аналитические оценки. Сравнение экспериментальных результатов по выходу рекомбинационного излучения, полученных на установке ГИТ-12, с аналитическими оценками представлены на рис. 14, который демонстрирует их хорошее согласие.

В седьмой главе приводятся результаты исследований электрического взрыва проводников (ЭВП) в режимах, близких к режимам взрыва отдельных проводников многопроволочных сборок. Процесс ЭВП долгие годы привлекает интерес исследователей ввиду важности его технологических применений, таких как обострение мощности в высоковольтной импульсной технике, получение нанопорошков и т.д. Однако во всех этих приложениях используются микросекундные или субмикросекундные режимы взрыва, в диссертационной же работе исследуются наносекундные режимы ЭВП, характерные для ЭВП в многопроволочных лайнерах. Интерес к подобным исследованиям возник в последние годы в связи с успешными экспериментами, осуществленными на установке Z, в ходе которых были получены рекордные выходы мягкого рентгеновского излучения (свыше 1,5 МДж<sup>18</sup>). Эти исследования ЭВП направлены на изучение его начальной стадии: процесса перехода проводника из металлического состояния в плазменное, образования малоплотной плазменной короны, окружающей более плотный керн, стратобразования в керне и т.д.

В многопроволочных сборках процесс ЭВП протекает при плотностях тока порядка  $10^8$  А/см<sup>2</sup>, что соответствует (по классификации Чейса<sup>19</sup>) быстрому режиму ЭВП, в котором характерное время ввода энергии в проводник меньше времени роста крупномасштабных МГД-неустойчивостей (типа «перетяжка»), способных изменить исходную форму проводника. В начальной стадии ЭВП параметры вещества металла движутся вдоль границы конденсированного и двухфазного (смесь жидкости и пара) состояний, а собственно взрыв происходит в окрестности критической точки. Поэтому для моделирования ЭВП особенно важным является знание зависимости проводимости металла от его термодинамических параметров в окрестностях критической точки, то есть точки фазовой диаграммы, в которой сходятся жидкая, газоплазменная и двухфазная области.

В двухфазной области вещество представляет собой смесь паров и капельной фракции жидкого металла, а размер капель определяется скоростью ввода энергии. Кроме того, в этой области возможно существование металла в метастабильном состоянии, то есть в виде перегретой жидкости, проводимость которой может существенно отличаться от проводимости парокapельной смеси. Времена релаксации перегретого металла в парокapельную смесь составляют 1–10 нс, то есть при наносекундных режимах взрыва они сравнимы с временем процесса ЭВП. Поэтому перед нача-

<sup>18</sup> Spielman R.B., Deeney C., Chandler G.A., et al. // Phys. Plasmas – 1998 – Vol. 5 – P. 2105.

<sup>19</sup> Exploding wires / Ed. by W.G. Chace, H.K. Moor. – N.Y.: Plenum Press, 1959. – Vol 1; 1964, Vol. 2, 1965, Vol. 3; 1968, Vol 4.

лом работы был актуален следующий вопрос: зависит ли проводимость металла от времени ввода энергии в проводник? Для выяснения этого одни и те же модели проводимости применялись как для моделирования ЭВП при микросекундных временах нарастания тока, когда метастабильные состояния заведомо не играют существенной роли, так и для моделирования ЭВП при наносекундных временах нарастания тока

МГД-моделирование процесса ЭВП проводилось с помощью одномерной одно-температурной программы EXWIRE, моделировались взрывы алюминиевых и вольфрамовых проводников. В программе EXWIRE используются широкодиапазонные полуэмпирические уравнения состояния (УРС)<sup>20</sup>, в которых учитываются эффекты высокотемпературного плавления и испарения и предусмотрена возможность существования метастабильных состояний вблизи жидкой и газовой частей фазовой диаграммы. Для определения электропроводности металлов использовались две модели. В первой, для алюминия, использовались таблицы М Дежарли<sup>21</sup>, Sandia, построенные по модели Ли-Мура, модифицированной с учетом экспериментальных данных. Во второй, для алюминия и вольфрама, таблицы проводимости строились автором по расчетно-экспериментальной методике<sup>22</sup>. Для алюминия обе эти модели дают хорошее как качественное, так количественное согласие.

В экспериментах и расчетах изучался процесс ЭВП в воде, исследовались существенно различные режимы взрыва, варьировались как параметры взрываемой проводочки, так и параметры электрического контура генератора (индуктивность, напряженные конденсаторной батареи). Сравнивались расчетные и экспериментальные вольт-амперные характеристики разряда. Совпадение экспериментальных данных и результатов МГД-моделирования процесса ЭВП (как для алюминиевых, так и для вольфрамовых проводников) при существенно различных временах нарастания тока генератора (0.03–15 мкс) свидетельствует о том, что проводимость металла вблизи критической точки является функцией состояния вещества (температуры и плотности) и не зависит от скорости ввода энергии.

Как свидетельствуют экспериментальные данные<sup>23,24</sup>, процесс быстрого ЭВП в вакууме сопровождается образованием малоплотной плазменной короны, окружающей более плотный керн, и появлением в этом плотном керне страт, то есть чередования слоев с меньшей и большей плотностью. Длина волны страт этого вида составля-

<sup>20</sup> Gortov V E, Khishchenko K.V, Levashov P.R, Lomonosov I.I' Wide-range multi-phase equations of state for metals // Nucl Instr Meth Phys Res A – 1998 – Vol 415, No 3 – P 604–608

<sup>21</sup> Desjarlais M.P. Practical improvements to the Lee-More conductivity the metal-insulator transition // Contrib. Plasma Phys. – 2001. – Vol 41, No 2-3 – P 267

<sup>22</sup> Бакутин Ю.Д., Куропатенко В.Ф., Лучинский А.В. Магнитогидродинамический расчет взрывающихся проводников // Журн. техн. физики – 1976 – Т 20 – С 1963

<sup>23</sup> Sinar D B, Shelkovenko T.A, Pikuz S A, Hu M, Romanova V M, Chandler K M, Greenly J B, Hammer D A, Kusse B.R. The effect of insulating coatings on exploding wire plasma formation // Phys Plasma – 2000. – Vol. 7. – P. 429-432.

<sup>24</sup> Sarkisov G S, Struve K W., McDaniel D H Effect of current rate on energy deposition into exploding wires in vacuum // Phys. Plasma – 2004. – Vol. 11, No 10 – P 4573-4581

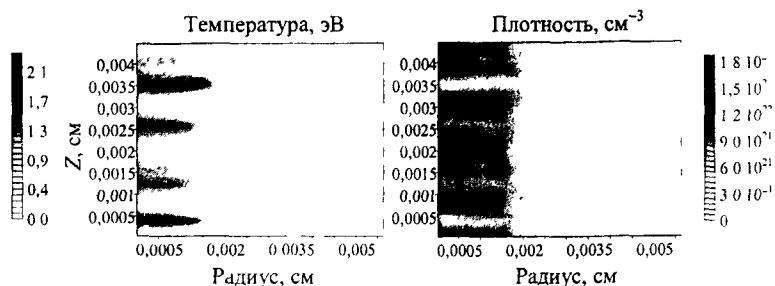


Рис 15 Пространственное распределение термодинамических параметров металла при быстром ЭВП

ет несколько десятков микрометров. Для моделирования этих явлений применялась двумерная однотемпературная МГД-программа JULIA, в которой уравнения гидродинамики решались при помощи метода частиц в ячейках (particle-in-cell, PIC). В этой программе использовались широкодиапазонные УРС<sup>20</sup> и таблицы проводимости металла<sup>21</sup>. Моделировался процесс ЭВП алюминиевых проводников.

При моделировании электровзрыва алюминиевых проводников (рис 15) проявляется структура, которая наблюдается в экспериментах по быстрому ЭВП в вакууме – стратифицированный плотный керн и малоплотная шуба. Причем в процессе моделирования в более ранние моменты времени присутствуют неустойчивости с малыми длинами волны (до этого неоднородности распределены хаотически), а после завершения джоулева энерговыделения (рис 15) неустойчивости с малыми длинами волн затухают и происходит выделение длинноволновых мод. В данном случае длина волн неустойчивостей этого типа составляет 10–15 мкм.

Отметим, что в этом случае образование страт происходит не вследствие развития МГД-неустойчивостей с модой  $m = 0$  (перетяжка), так как магнитное давление в процессе взрыва мало в сравнении с тепловым. Максимальное магнитное давление составляет 0.5 кбар, в то время как характерное тепловое давление, равное давлению в критической точке, на порядок выше (в используемых нами УРС давление в критической точке составляет 4.8 кбар). Поэтому электромагнитные силы не могут оказывать существенного влияния на динамику взрыва, а роль тока, протекающего через проволочку, сводится лишь к джоулеву нагреву вещества. Образование же страт является следствием развития перегревных неустойчивостей, то есть неустойчивостей, вызванных неоднородностью нагрева. Структура перегревных неустойчивостей определяется характером зависимости проводимости вещества от температуры. В том случае, когда проводимость вещества растёт с ростом температуры, как это имеет место в плазме при спитцеровской проводимости, перегревные неустойчивости ведут к образованию токовых каналов. В случае же, когда проводимость вещества уменьшается с ростом температуры, как это имеет место для металла в конденсированном со-

стоянии, рост перегревных неустойчивостей ведёт к образованию слоистых структур, в которых слои перпендикулярны направлению протекания тока.

Таким образом, с помощью двумерного PIC-моделирования быстрого ЭВП алюминиевой проволоки в вакууме получена картина взрыва, близкая к наблюдаемой экспериментально, то есть плотный kern, окруженный малоплотным веществом. Вещество плотного керна находится в жидком или двухфазном состоянии с параметрами (плотность и температура), близкими к параметрам критической точки, внутри керна наблюдается стратификация вещества. Длина волны страт определяется соотношением мощности джоулева тепловыделения и скорости отвода тепла из перегретых областей за счёт теплопроводности. Длина волны страт, полученная в МГД-расчетах, близка к длине волны страт, наблюдаемых в экспериментах.

**В заключении** изложены основные результаты работы, обоснована достоверность результатов исследований, отмечается личный вклад автора.

## **ВЫВОДЫ**

1. Разработаны методики расчёта спектров излучения плотной высокотемпературной плазмы, основанные на совместном решении уравнений переноса излучения и уравнений кинетики зарядового состава в стационарном и квазистационарном приближении. В одной из этих методик для вычисления излучения в спектральных линиях используется приближение Бибермана–Холстейна, в котором влияние поля излучения на ионизационный состав плазмы учитывается с помощью факторов ускользания. Вторая методика основана на непосредственном учёте процесса резонансного рассеяния фотонов в спектральных линиях.
2. Разработанные методики расчёта полей излучения плазмы позволяют совместно с экспериментальными методами диагностики определять параметры плотной многократно ионизованной высокотемпературной плазмы. С помощью разработанных методик расчёта спектра были определены параметры плазмы неона, алюминия, аргона, криптона в большом числе экспериментов, проводимых в ИСЭ СО РАН на различных генераторах: ГИТ-4, ГИТ-8, ГИТ-12, СНОП-3, МИГ, ИМРИ-3, ИМРИ-4, ИМРИ-5.
3. Разработана одномерная радиационно-магнитогидродинамическая (МРГД) программа, в которой учитываются нестационарность зарядового состава плазмы, спектральный перенос излучения и диффузия ионов различных сортов, и которая нашла широкое применение для интерпретации и прогнозирования экспериментальных результатов. Эта программа использовалась для моделирования экспериментов по сжатию плазменных лайнеров и проволочных сборок, проводившихся на установках: ГИТ-4, ГИТ-8, ГИТ-12, СНОП-3, ИМРИ-5 (Россия, ИСЭ СО РАН); DOUBLE EAGLE, генератор Z (США).



4. На основе численных расчётов показано, что прохождение через плазму ионизирующей ударной волны сопровождается генерацией на её фронте потоков ионов. Потоки ионов с зарядом выше среднего направлены в сторону распространения ударной волны, а потоки ионов с меньшим зарядом – в обратную сторону. Скорости ионных потоков, направленных в сторону распространения ударной волны, приблизительно совпадают со скоростью распространения фронта волны.
5. Рассмотрены особенности развития радиационного коллапса в многозарядной плазме Z-пинчей. Показано, что практически во всех современных экспериментах по сжатию плазменных лайнеров их параметры лежат в области радиационного коллапса.
6. Проведен численный анализ, на основе которого для газовых лайнеров с аксиальным стабилизирующим магнитным полем найдены оптимальные с точки зрения выхода K-излучения соотношения между параметрами оболочек, которые затем были подтверждены экспериментально. Оптимальные параметры оболочек связаны следующими соотношениями: для радиусов  $R_{in} \approx R_{out}/5$ , а для масс  $0,5 \leq m_{in}/m_{out} < 1$ , где индексы  $in$  и  $out$  относятся соответственно к внутренней и внешней оболочкам.
7. Численное моделирование с помощью двумерной *snow-plow*-модели показывает, что в процессе имплозии плазменных лайнеров рост рэлей-тейлоровских неустойчивостей приводит к тому, что часть массы выпадает из процесса ускорения. Дальнейшее движение этой части массы к оси происходит только под действием сил инерции. Двумерная *snow-plow*-модель совместно с квазидвумерной гидравлической моделью позволяет дать хорошие оценки выхода K-излучения из плазменного столба, образовавшегося в процессе имплозии лайнера.
8. Рассмотрена возможность создания рентгеновского источника в диапазоне энергий фотонов 7–20 кэВ с использованием излучения в рекомбинационном континууме на свободно-связанных переходах электронов в плазме, образованной сжатием Z-пинчей. Показано, что теоретические оценки выхода рекомбинационного излучения и оптимальных параметров пинча хорошо согласуются как с результатами радиационно-магнитогидродинамического моделирования, так и с результатами экспериментов, проводившихся на установках ГИТ-12 (ИСЭ СО РАН, Томск) и Z (Sandia National Laboratory, USA).
9. Совпадение экспериментальных данных и результатов магнитогидродинамического (МГД) моделирования электрических взрывов проводников (ЭВП) при существенно различных временах нарастания тока генератора свидетельствует о том, что в процессе ЭВП проводимость металла вблизи критической точки

является функцией состояния вещества (температуры и плотности) и не зависит от скорости ввода энергии.

10. С помощью двумерных МГД-расчётов рассмотрены процессы стратообразования и появления малоплотной плазменной шубы, окружающей проволочку при быстром ЭВП в вакууме (с плотностями тока  $\sim 10^8$  А/см<sup>2</sup>). Показано, что стратообразование происходит за счёт развития перегревных неустойчивостей, когда вещество проводника находится либо в жидком, либо в двухфазном состоянии. Причиной появления страт является характер изменения проводимости металла в окрестности критической точки, а именно падение проводимости металла при росте температуры и уменьшении плотности. Стратообразование в процессе быстрого ЭВП приводит к появлению у проводника дополнительного импеданса и к уменьшению энергии, вкладываемой в вещество проволоочки. Длины волн страт, полученные при двухмерном МГД-моделировании быстрого ЭВП, близки к длинам волн страт, наблюдаемых в экспериментах.

### ОСНОВНЫЕ ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

- 1 Бакирт Р.Б., Дацко И.М., Ким А.А., Лабецкий А.Ю., Логинов С.В., Орешкин В.И., Русских А.Г., Федюнин А.В., Шишлов А.В. Рэлей-тейлоровская неустойчивость и выход К-излучения при сжатии газовых лайнеров // Физика плазмы. – 1995. – Т. 21, № 11. – С. 959-965.
- 2 Chaikovskiy S.A., Labetsky A.Yu., Shishlov A.V., Fedunin A.V., Oreshkin V.I., Bakshyt R.B., Rousskiikh A.G. Effect of axial magnetic field on the K-shell radiation of a neon double gas puff // Proc. 5 Intern. Conf on Dense Z-pinchs / Ed by N Pereira, J Davis, C Deeney. – Albuquerque, New Mexico, USA, June 2002 – AIP Conf. Proc – Vol 651 – New York: Melville, 2002. – P. 123-130
- 3 Chaikovskiy S.A., Labetsky A.Yu., Oreshkin V.I., Shishlov A.V., Bakshyt R.B., Fedunin A.V., Rousskiikh A.G. The K-shell radiation of a double gas puff z-pinch with an axial magnetic field // Laser and Particle Beams. – 2003. – Vol 21, No 2 – P 255-264
- 4 Орешкин В.И. Импульсия плазменных лайнеров в присутствии аксиального магнитного поля // Изв. вузов. Физика. – 1995. – Т. 38, № 12. – С. 6-15.
- 5 Sedoy V.S., Mesyats G.A., Oreshkin V.I., Valevich V.V., Chemesova L.I. The current density and the specific energy input in fast electrical explosion // IEEE Trans. Plasma Sci. – 1999. – Vol. 27, No 4. – P. 845-850.
- 6 Орешкин В.И., Лоскутов В.В. Излучение плазменного алюминиевого столба – Томск, 1991. – 29 с / Препринт ИСЭ № 5.
- 7 Бакирт Р.Б., Горельчаник И.Э., Дацко И.М., Кокшенев В.А., Лоскутов В.В., Лучинский А.В., Орешкин В.И., Русских А.Г., Кошевой М.О., Рупасов А.А., Федин Д.А., Шиканов А.С. Исследование лайнерного источника излучения для накачки Al/Mg коротковолнового лазера // Физика плазмы. – 1992. – Т. 18, вып. 6. – С. 560.

- 8 *Baksh R.B., Datsko I.M., Fedunin A.V., Loskutov V.V., Oreshkin V.I., Russkikh A.G., Shishlov A.V.* High-power imploding plasma for the X-ray laser // *Laser and Particle Beams*. – 1994. – Vol. 12, No 4. – P. 615-621.
9. *Лоскутов В.В., Орешкин В.И.* О возможности лазерной генерации в Al/Mg схеме с фотонакачкой излучением лайнера // *Письма в ЖЭТФ*. – 1990. – Т. 52, вып. 12. – С. 1245-12482.
- 10 *Орешкин В.И., Лоскутов В.В.* Расчёт инверсии на переходах Ne-подобных ионов – 12 с. – Деп. в ВИНИТИ, рег. № 1713, 1992.
11. *Baksh R.B., Datsko I.M., Luchinsky A.V., Oreshkin V.I., et al.* Implosion of multilayer liners // *Proc. 3 Intern. Conf on Dense Z-Pinches*. – London, 1993. – P. 365-371
- 12 *Бакуит Р.Б., Орешкин В.И., Федюнин А.В. и др.* Определение параметров криptonового лайнера по излучательным характеристикам // *Физика плазмы* – 1994 – Т. 20, вып. 11. – С. 962-967.
13. *Бакуит Р.Б., Дацко И.М., Орешкин В.И., Русских А.Г., Федюнин А.В., Шишлов А.В., Кошевой М.О., Рупасов А.А., Шиканов А.В.* Сравнительный анализ излучательных характеристик одиночных и двухкандных лайнеров // *Физика плазмы*. – 1996. – Т. 22, вып. 7. – С. 622-628.
- 14 *Baksh R.B., Kovalchuk B.M., Kokshenev V.A., Kurmaev N.F., Labetsky A.Yu., Oreshkin V.I., Rousskikh A.G., Fedunin A.V., Fursov F.I., Shishlov A.V.* Study of the gas puff on wire array implosion // *Proc 13 Intern Conf on High-Power Particle Beams / Ed by K Yatsui, W. Jiang*. – Nagaoka, Japan, 25-30 June 2000. – Nagaoka University of Technology, 2001. – Vol. 2. – P 681-684
15. *Бакуит Р.Б., Лабетский А.Ю., Логинов С.В., Орешкин В.И., Федюнин А.В., Шишлов А.В.* Комбинированный z-пинч: многопроволочный лайнер с внешней газовой оболочкой // *Физика плазмы* – 1997. – Т. 23, вып. 2. – С. 135-141.
16. *Labetsky A.Yu., Oreshkin V.I., Rousskikh A.G., Shishlov A.V.* Dense Z-pinch plasma research at the IMRI-4 facility // *Proc. 12 Intern. Symp. on High Current Electronics / Ed by G. Mesyats, B. Kovalchuk, G Remnev*. – 24-29 September 2000, Tomsk, Russia. – Tomsk, 2000. – Vol 2 – P 197-199
- 17 *Shishlov A.V., Baksh R.B., Fedunin A.V., Fursov F.I., Kovalchuk B.M., Kokshenev V.A., Kurmaev N.E., Labetsky A.Yu., Oreshkin V.I., Russkikh A.G., Fisher A., Moosman B., Weber B.V.* Long time implosion experiments with double gas puffs // *Phys Plasmas*. – 2000. – Vol. 7, No 4. – P. 1252-1262.
- 18 *Baksh R.B., Datsko I.M., Kim A.A., Kovalchuk B.M., Oreshkin V.I., et al.* Experiment on the inductive storage generator GIT-4 // *Proc. 10 Intern. Conf. on High Power Particle Beams (Beams'94)*. – 1994. – P. 748-751.
- 19 *Baksh R.B., Kovalchuk B.M., Kokshenev V.A., Kurmaev N.E., Labetsky A.Yu., Oreshkin V.I., Rousskikh A.G., Fedunin A.V., Fursov F.I., Shishlov A.V.* Study of the mass ratio effect on double gas puff implosion dynamics // *Digest of Technical Papers: 12 IEEE Intern. Pulsed Power Conf* – 27-30 June 1999, Monterey, CA, USA – P 1041 –1044

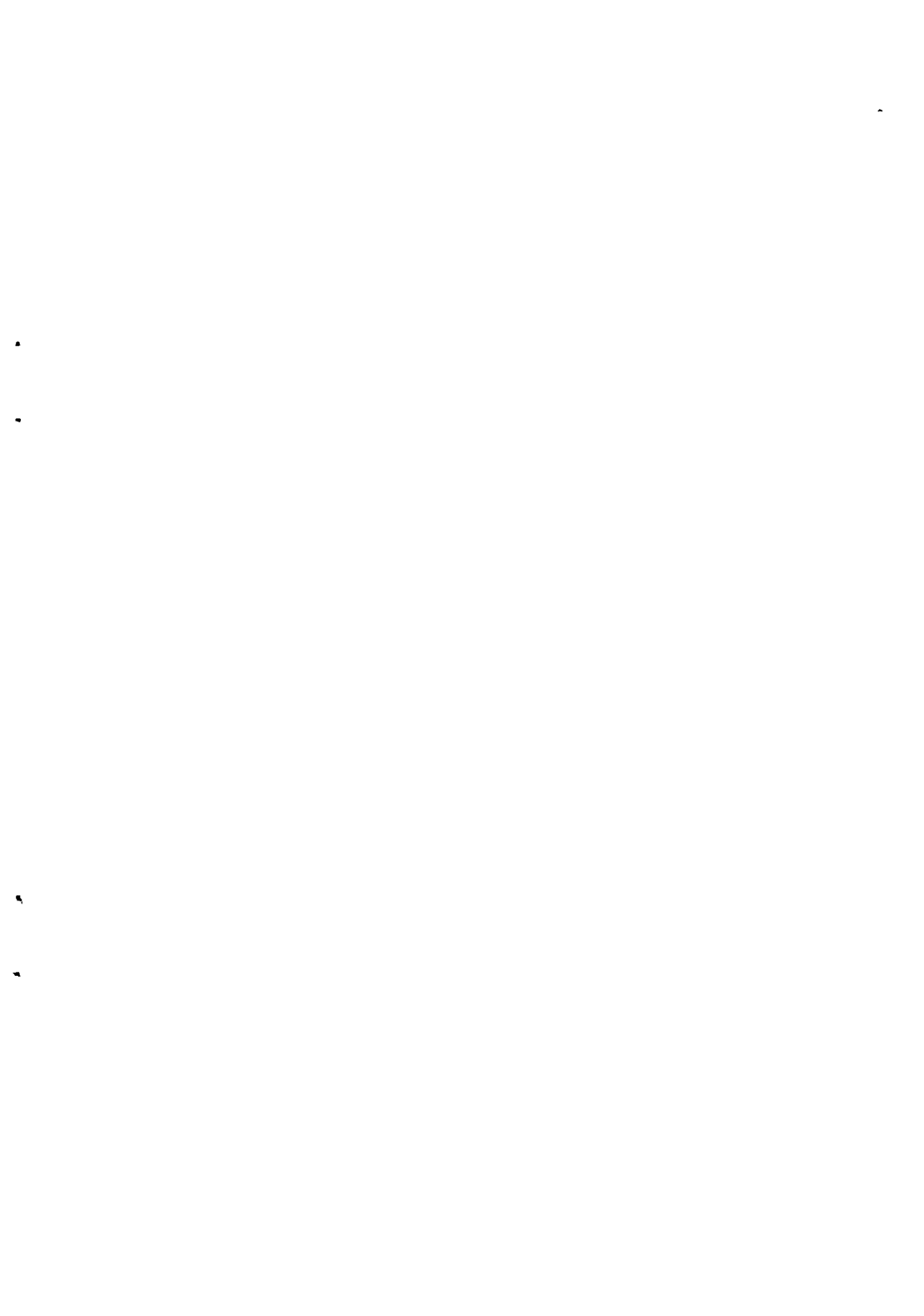
20. *Oreshkin V.I.* Diffusion in multicomponent liners // Proc. 4 Intern. Conf. on Dense Z-pinch / Ed. by N. Pereira, J. Davis, P. Pulsifer. – Vancouver, Canada, May 1997. – AIP Conf. Proc. – Vol. 409. – New York: AIP Press, 1997. – P. 215-218.
21. *Oreshkin V.I.* RMHD modeling of highly ionized plasma liner implosion // Bull. APS – 1996. – Vol. 41. No 12. – P. 1471.
22. *Oreshkin V.I.* Propagation of an ionization shock wave through plasma // Proc. 13 Intern. Symp. on High Current Electronics. – Tomsk, 2004. – P. 355-358.
23. *Labetsky A.Yu., Baksht R.B., Oreshkin V.I., Rousskikh A.G., Shishlov A.V.* An experimental study of the effect of Rayleigh–Taylor instabilities on the energy deposition into the plasma of a Z pinch // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2002. – Vol. 30. No 2. – P. 524-531.
24. *Орешкин В.И.* О радиационном коллапсе в Z-пинчах // Изв. вузов. Физика. – 1997. – № 12. – С. 76-84.
25. *Baksht R.B., Fedunin A.V., Labetsky A.Yu., Oreshkin V.I., Rousskikh A.G., Shishlov A.V.* Study of large-diameter gas puff implosions // Plasma Phys. Cont. Fusion. – 2001. – Vol. 43. – P. 849-859.
26. *Coleman P., Krishnan M., Apruzese J.P., Velikovich A.L., Thornhill J.W., Davis J., Coverdale C., Levine J.S., Failor B., Sze H., Banister J., Oreshkin V.I.* A review of the total radiated output of an argon Z-pinch using the Z radiation simulator // Bull. Am. Phys. Soc. – 2003. – Vol. 48, No 7. – P. 336-337.
27. *Davis J., Velikovich A.L., Oreshkin V.I.* Nested multi-wire array implosions for keV X-ray generation // NRL Review, Washington DC 20375, May 2003. – P. 141-143.
28. *Oreshkin V.I., Velikovich A.L., Davis J., Coverdale C.A., Deeney C.* Modeling of the K-shell radiation production in stainless steel nested wire arrays on Z // 31 IEEE Intern. Conf. on Plasma Science. – 28 June – 1 July, 2004, Baltimore, Maryland, USA – P. 293
29. *Velikovich A.L., Davis J., Oreshkin V.I., Deeney C., Coverdale C.A., Jones B., LePell P.D.* Modeling of nested Ti wire array implosions on foam targets // Bull. Am. Phys. Soc. – 2003. – Vol. 48, No 7. – P. 177.
30. *Baksht R.B., Fedunin A.V., Labetsky A.Yu., Oreshkin V.I., Rousskikh A.G., Shishlov A.V.* Stability and K-shell radiation of Z-pinch // Proc. 4 Intern. Conf. on Dense Z-pinch / Ed. by N. Pereira, J. Davis, P. Pulsifer. – Vancouver, Canada, May 1997. – AIP Conf. Proc. – Vol. 409. – New York: AIP Press, 1997. – P. 555-559.
31. *Shishlov A.V., Baksht R.B., Labetsky A.Yu., Oreshkin V.I., Rousskikh A.G., Fedunin A.V., Chaikovskiy S.A., Kokshenev V.A., Kurmaev N.E., Fursov F.I.* Experimental study of an argon-hydrogen Z pinch plasma radiation source // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2002. – Vol. 30, No 2. – P. 498-511.
32. *Shishlov A.V., Baksht R.B., Chaikovskiy S.A., Labetsky A.Yu., Oreshkin V.I., Rousskikh A.G., Fedunin A.V.* Double gas puff Z-pinch with axial magnetic field for K-shell radiation production // Proc. 5 Intern. Conf. on Dense Z-pinch / Ed. by N. Pereira, J. Davis, C. Deeney. – Albuquerque, New Mexico, USA, June 2002. – AIP Conf. Proc. – Vol. 651. – New York: Melville, 2002. – P. 117-122.

- 33 *Орешкин В.И., Шишилов А.В.* Моделирование выхода мягкого рентгеновского излучения плазменных лайнеров на основе 2D Snow-plow модели // Изв вузов Физика. – 1999. – Т 42, № 12. – С 61-71.
- 34 *Oreshkin V I, Velikovich A L, Davis J., Apruzese J.P., Clark R.W., Thornhill J.W., Rudakov L I* High energy photon radiation from a Z-pinch plasma // Bull Am Phys Soc – 2001. – Vol. 46, No 8 – P 317.
- 35 *Velikovich A.L., Davis J., Oreshkin V.I., Apruzese J.P., Clark R.W., Thornhill J.W., Rudakov L.I.* High energy photon radiation from a Z-pinch plasma // Phys. Of Plasmas. – 2001. – Vol. 8 – P. 4509-4517.
- 36 *Coverdale C.A., Deeney C., Harper-Slaboscewica V.J., LePell P.D., Velikovich A.L., Davis J., Oreshkin V.I* Preliminary experiments on the production of high photon energy continuum radiation from a Z-pinch at the Z accelerator // Bull. Am. Phys. Soc. – 2003. – Vol. 48, No 7. – P. 237.
37. *Shishlov A.V., Baksht R.B., Chaikovskiy S.A., Fedyunin A.V., Oreshkin V.I., Rousskikh A G., Kokshenev V.A., Kurmaev N.E., Fursov F.I.* K-shell and recombination radiation of aluminum and neon Z-pinches at long time implosion regime // Proc. 14 IEEE Intern Pulsed Power Conf – Dullas, USA, 2003. – P. 1447-1450.
- 38 *Орешкин В И, Седой В С, Чemezова Л И* Моделирование электрического взрыва металлических проволочек // Прикладная физика. – 2001. – № 3 – С. 137-141
39. *Орешкин В И., Седой В.С., Чemezова Л.И.* Получение высокодисперсных порошков из плазмы взрывающихся проволочек. МГД-моделирование / Тр 2 Междунар конф. «Физика плазмы и плазменные технологии» (ФППТ-2) – Минск. Беларусь, 1997. – С. 610-614.
- 40 *Oreshkin V.I., Sedoi V.S, Chemezova L.I.* A study of the exploding wires by MHD simulation method // Inter. Symp on Research and Applications of Plasmas PLASMA'97. – Warszawa, 1997. – P. 309-312.
41. *Rousskikh A.G., Baksht R.B., Oreshkin V.I, Shishlov A.V.* Result of experiment of explosion of W and Al wires in water and vacuum // Proc. 5 Intern Conf on Dense Z-pinches / Ed. by N. Pereira, J Davis. C Deeney. – AIP Conf. Proc – Vol 651 – New York: Melville, 2002 – P 217-220.
42. *Орешкин В.И., Бакут Р Б, Лабецкий А.Ю., Русских А.Г., Шишилов А.В., Левашов П.Р., Хищенко К.В., Глазырин И В* Исследование проводимости металлов вблизи критической точки с помощью электрического взрыва микропроводников в воде // Журн. техн. физики. – 2004. – Т. 74, вып. 7. – С. 38-43.
43. *Орешкин В И., Бакут Р.Б., Русских А.Г., Шишилов А.В., Левашов П Р., Ломоносов И.В., Хищенко К.В., Глазырин И.В.* Моделирование электрического взрыва металлических проволочек // Тр конф. «Физика экстремальных состояний вещества». – Эльбрус, Россия, 2002. – С. 14-17.
- 44 *Oreshkin V.I., Baksht R.B., Rousskikh A.G., Shishlov A.V., Levashov P.R., Lomonosov I V, Khishchenko K.V., Glazyrin I V.* Simulation of electric explosion of metal wire // Proc 5 Intern. Conf on Dense Z-pinches / Ed. by N. Pereira, J. Davis, C. Deeney –

Albuquerque, New Mexico, USA, June 2002 – AIP Conf. Proc. – Vol. 651. – New York: Melville, 2002. – P. 384-387.

45. Русских А.Г., Бакуит Р.Б., Лабетский А.Ю., Орешкин В.И., Шихлов А.В., Чайковский С.А. Исследование взрыва вольфрамовых микропроводников в вакууме // Физика плазмы. – 2004. – Т. 30, вып. 10. – С. 1015-1024.
46. Oreshkin V.I., Baksht R.B., Labetsky A.Yu., Roussikh A.G., Ratakhin N.A., Shishlov A.V., Levashov P.R., Khischenko K.V. Study of electric explosion of metal wires // 14 IEEE Intern Pulsed Power Conf – Dullas, Texas, USA, 2003. – P 741-743
47. Oreshkin V.I., Baksht R.B., Ratakhin N.A., Shishlov A.V., Khischenko K.V., Levashov P.R., Beilis I.I. Wire explosion in vacuum: Simulation of striation appearance // Physics of Plasma. – 2004. – Vol. 11, No 10 – P. 4771-4776.





3 4 7 8

РНБ Русский фонд

2006-4

6504