

На правах рукописи

Бахарева Ольга Александровна

**РОЛЬ ИСПАРЕННОГО ВЕЩЕСТВА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
ПРИМЕСНЫХ МАКРОЧАСТИЦ С ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ
ПЛАЗМОЙ УСТАНОВОК С МАГНИТНЫМ УДЕРЖАНИЕМ**

Специальность 1.3.9 – Физика плазмы

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург

2024

Работа выполнена в федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого» (ФГАОУ ВО СПбПУ)

Научный руководитель:

Доктор физико-математических наук,
профессор высшей школы фундаментальных
физических исследований ФГАОУ ВО СПбПУ

Сергеев Владимир Юрьевич

Официальные оппоненты:

Доктор физико-математических наук,
профессор, главный научный сотрудник НИЦ
«Курчатовский институт»

Лисица Валерий Степанович

Доктор физико-математических наук,
ведущий научный сотрудник ФГБУН Физико-
технического института им. А.Ф. Иоффе
Российской академии наук

Аскинази Леонид Георгиевич

Ведущая организация:

Федеральное государственное
бюджетное образовательное учреждение
высшего образования «Санкт-Петербургский
государственный университет»

Защита состоится «19» декабря 2024 г. в 13:00 на заседании диссертационного совета ФТИ 34.01.03 Федерального государственного бюджетного учреждения науки Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук по адресу 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул. 26.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Федерального государственного бюджетного учреждения науки Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук и на сайте www.ioffe.ru.

Автореферат разослан «__» _____ 2024 г.

Отзывы и замечания по автореферату в двух экземплярах, заверенные печатью учреждения, просьба выслать по вышеуказанному адресу на имя ученого секретаря диссертационного совета ФТИ 34.01.03.

Ученый секретарь

диссертационного совета ФТИ 34.01.03, к. ф.-м. н.

Горбунова И.А.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы диссертации

В исследованиях по созданию управляемого термоядерного реактора лидером является направление по магнитному удержанию плазмы. В настоящее время идет поиск режимов и параметров токамаков и стеллараторов, позволяющих улучшить условия для зажигания в реакторе. Для этого совершенствуются методы диагностики и управления параметрами разряда. Одним из таких методов является инжекция макрочастиц (пеллетов) [1-4]. С помощью инжекции твердодородных макрочастиц предполагается осуществлять подпитку термоядерной плазмы топливом. Инжекция макрочастиц из тяжелой примеси может применяться для быстрого и безопасного гашения разряда. К управлению разрядом относятся также инициирование Н-моды при пеллет-инжекции и кондиционирование поверхностей первой стенки, обращенной к плазме, посредством осаждения на них атомарных слоев лития или бора, доставленного в плазму в форме макрочастицы. Среди многочисленных диагностических приложений инжекции макрочастиц – исследования радиального переноса основной компоненты плазмы, тепла и примесей; измерения эффективного заряда, угла прокручивания силовых линий магнитного поля и плотности тока в токамаках. РСХ (Pellet Charge eXchange) диагностика функции распределения быстрых ионов по энергиям основана на их перезарядке в пеллетном облаке и последующей регистрации атомов перезарядки [5]. Интерес к измерению функции распределения быстрых ионов в плазме с реакторными параметрами вызван тем, что от эффективности удержания быстрых частиц в реакторе зависят условия достижения самоподдерживающейся реакции. Поэтому задача развития РСХ диагностики и других приложений примесной инжекции макрочастиц является актуальной.

Общая схема взаимодействия макрочастицы с высокотемпературной плазмой схематически показана на рисунке 1. Макрочастица движется со скоростью v_p , через высокотемпературную плазму установки. Под действием тепловых потоков частиц фоновой плазмы она нагревается, и с ее поверхности испаряются (сублимируются) нейтральные частицы атомного размера. На рисунке показан основной электронный поток тепла, который много больше ионного при сопоставимых температурах электронов и ионов. Облако испаренного вещества вблизи макрочастицы разлетается, нагревается, ускоряется и последовательно ионизируется. Нейтральная часть облака разлетается радиально. Движение ионизированной части облака в направлении поперек магнитного поля ограничено, и разлет холодной вторичной плазмы происходит преимущественно вдоль магнитного поля. По мере удаления от макрочастицы, ионизованное облако дрейфует поперек магнитного поля в направлении большого радиуса установки R в результате поляризации пеллетного облака в неоднородном магнитном поле [6]. Частицы фоновой плазмы расходуют энергию на нагрев,

ионизацию, возбуждение частиц облака и на излучение, в результате чего до поверхности макрочастицы доходит лишь часть первичного теплового потока. Ослабление первичного теплового потока в пеллетном облаке принято называть экранированием, и в соответствии с механизмом ослабления экранирование условно делится на нейтральное, плазменное, электростатическое, магнитное. Тепловой поток может ослабляться из-за экранирования нейтральным и плазменным облаком, окружающим испаряющуюся макрочастицу (нейтральное и плазменное экранирование), а также под действием электростатической разности потенциалов, возникающей на границе облака и фоновой плазмы (электростатическое экранирование) [7]. В установках реакторного масштаба может иметь место искривление силовых линий магнитного поля вблизи макрочастицы, которое может дополнительно ослаблять тепловой поток, поступающий на ее поверхность (магнитное экранирование). Учет всех существенных деталей процесса испарения является сложной задачей, до сих пор являющейся предметом теоретических и экспериментальных исследований.

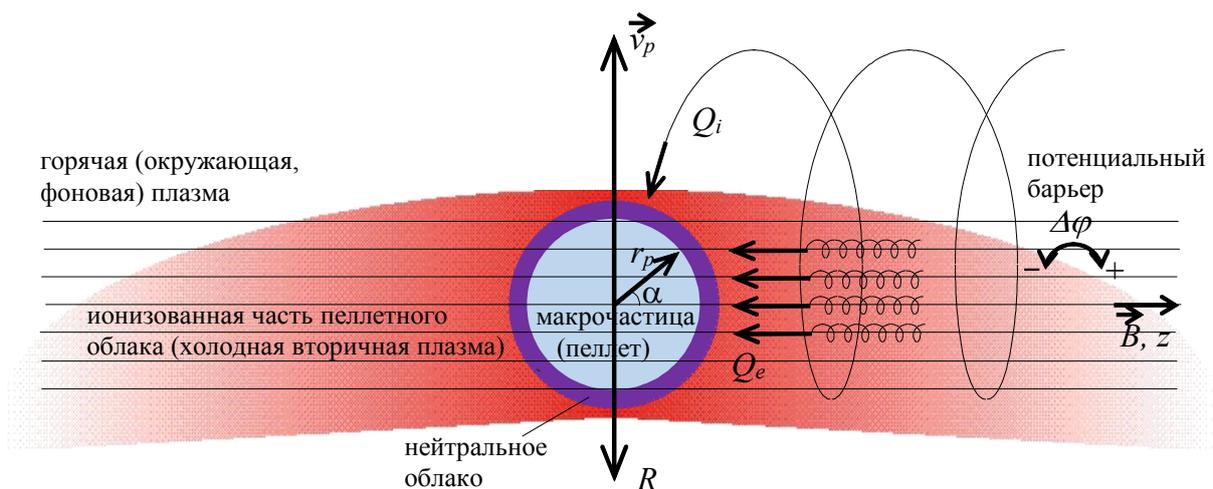


Рисунок 1 – Схема испарения макрочастицы в высокотемпературной плазме

Для большинства приложений инъекции макрочастиц необходимы предсказания скорости испарения макрочастицы в плазме $dN/dt = \dot{N}$. К моменту начала данной работы задача моделирования процесса испарения примесных макрочастиц для широкого диапазона параметров плазмы и самих макрочастиц не была решена. Существовавшие модели испарения примесных макрочастиц [8, 9] включали экранирование ее поверхности от тепловых потоков горячей плазмы только за счет нейтрального облака. Применимость модели, описанной в работе [8], ограничивалась случаем тугоплавких макрочастиц, испаряющихся в плазме с невысокими температурой и концентрацией электронов, когда экранирование оказывалось слабым. В работе [10], где описана модификация модели [9], принималась в расчет ионизация

испаренного вещества, однако разлет его рассматривался в одномерном приближении, а с результатами экспериментов, приведенными в [9, 10], сравнивалась лишь глубина проникновения примесных макрочастиц в плазму некоторых установок. Впоследствии появились более сложные модели [11, 12], учитывающие влияние нейтрального и плазменного облаков на испарение, однако описание светящихся пеллетных облаков в этих моделях значительно отличалось от имевшихся экспериментальных данных. В работе [13] были получены законы подобия (скейлинги) для вычисления скорости испарения макрочастиц из материалов с произвольным значением заряда ядра Z при трех разных комбинациях механизмов экранирования – нейтрального; нейтрального и плазменного; нейтрального, плазменного и электростатического. Было показано, что для последней комбинации механизмов экранирования рассчитанная скорость испарения топливной макрочастицы оказывается близкой к значениям, вычисленным по скейлингу Паркса [14], который верифицирован на большой базе данных по глубине проникновения топливных макрочастиц. Однако не существовало модели, удовлетворительно описывающей, как скорость испарения примесных макрочастиц, так и размеры и концентрацию пеллетного облака. Кроме того, в силу указанной выше ограниченности данных о структуре пеллетных облаков, оставался нерешенным вопрос о вычислении значений доли нейтрализовавшихся на пеллетном облаке быстрых ионов, важной для работы РСХ диагностики. Необходимость учета зарядовых состояний отмечалась в ряде работ [15, 16, 17]. Необходимо отметить, что для полистироловых макрочастиц $(-C_8H_8-)_n$ на установке LHD были получены качественно новые данные об испарении макрочастиц и параметрах углеводородных облаков вокруг них (размеры, плотность, температура) [18-21]. Вышеперечисленное определило цель и задачи настоящей диссертационной работы.

Цель и задачи исследования

Целью данной работы являлось выяснение роли испаренного вещества при взаимодействии примесных макрочастиц с высокотемпературной плазмой установок с магнитным удержанием. Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

1. Анализ данных по структуре углеродных облаков в стеллараторе W7-AS и углеводородных облаков на гелиотроне LHD. Выяснение роли горячих электронов окружающей плазмы и холодных электронов пеллетного облака в формировании структуры углеродных и углеводородных облаков.
2. Разработка модели испарения примесных макрочастиц с учетом нейтрального экранирования для широкого диапазона параметров макрочастицы и высокотемпературной плазмы. Сравнение результатов расчетов по модели с

экспериментальными данными по испарению в плазме установок T-10, Heliotron E, W7-AS, LHD, TFTR, ASDEX Upgrade.

3. Создание модели для совместного расчета скорости испарения и параметров облака примесной макрочастицы с учетом нейтрального и плазменного экранирования. Сравнение с экспериментальными данными по испарению макрочастиц и параметрам углеводородных облаков при инъекции полистироловых макрочастиц в плазму гелиотрона LHD.
4. Усовершенствование методики расчетов нейтрализации быстрых протонов в углеводородном облаке на основе полученных данных о зарядовом составе облака при испарении полистироловой макрочастицы. Выработка рекомендаций для оптимизации измерений функции распределения по энергии быстрых протонов с помощью их нейтрализации в углеводородном облаке.
5. Интерпретация абсолютных значений энергетического спектра альфа-частиц измеренного в дейтериево-третиевых экспериментах на токамаке TFTR с помощью РСХ диагностики.

Методология и методы исследования

Исследовались экспериментальные данные о пространственном распределении интенсивности излучения углеродных и углеводородных облаков в линии CII. Характерная вдоль магнитного поля длина спада находилась с помощью линейной аппроксимации профиля интенсивности излучения в полулогарифмическом масштабе методом наименьших квадратов. Температура холодных электронов в однократно ионизованной части облака оценивалась из сопоставления указанной характерной продольной длины с оценками длины ударной ионизации ионов C^+ из основного состояния.

Результаты численного моделирования скорости испарения примесных макрочастиц по моделям нейтрального экранирования, нейтрального и электростатического экранирования, нейтрального и плазменного экранирования сравнивались с экспериментальными кривыми испарения, полученными в экспериментах с инъекцией макрочастиц из различных материалов на различных установках по интенсивности излучения пеллетных облаков в соответствующих линиях. С помощью регрессионного анализа получены коэффициенты в законах подобия (скейлингах) для быстрого вычисления скорости испарения примесных макрочастиц в рамках приближения сильного нейтрального экранирования в случае, если заданы параметры разряда (температура и концентрация электронов фоновой плазмы), радиус макрочастицы и характеристики ее материала (энергия сублимации, заряд ядра и атомная масса).

Зависимости нейтральной фракции при перезарядке быстрых ионов на пеллетном облаке от их энергии получены методом численных расчетов с использованием сечений различных процессов обмена зарядом между быстрыми частицами и частицами холодного облака-мишени, а также на основе предположений о структуре углеводородных и литиевых облаков, которые базируются на экспериментальных данных о пеллетных облаках.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Методика расчета относительных вкладов горячих электронов окружающей плазмы и холодных электронов пеллетного облака в ионизацию первого иона углерода в пеллетном облаке. Демонстрация сопоставимого вклада обоих механизмов при формировании структуры углеродных пеллетных облаков и преобладания холодных электронов при формировании структуры углеводородных пеллетных облаков.
2. Модель, учитывающая нейтральное экранирование, для расчета скорости испарения примесных макрочастиц в широком диапазоне значений заряда ядра и энергии сублимации материала макрочастицы в высокотемпературной плазме с максвелловским распределением частиц по скоростям. Результаты сравнения экспериментальных и расчетных данных о скорости испарения примесных макрочастиц в установках с магнитным удержанием плазмы: T-10, Heliotron E, W7-AS, LHD, TFTR, ASDEX Upgrade.
3. Модель для расчета скорости испарения примесной макрочастицы и параметров облака вблизи нее с одновременным учетом механизмов нейтрального и плазменного экранирования, позволяющая описать скорость испарения макрочастиц и параметры углеводородных облаков в плазме с максвелловским распределением частиц по скоростям.
4. Методика расчета нейтрализации быстрых ионов в пеллетных облаках для измерения их функции распределения по энергии. Демонстрация существенного влияния таких параметров пеллетного облака, как зарядовый состав, плотность и размеры, на величину доли перезарядившихся быстрых частиц. Предложения по оптимизации параметров РСХ диагностики для измерений функции распределения по энергии быстрых протонов, перезарядившихся на углеводородном пеллетном облаке.
5. Интерпретация измеренных с помощью РСХ диагностики абсолютных значений энергетического спектра альфа-частиц в дейтериево-тритиевых экспериментах на токамаке TFTR, позволяющая согласовать их с данными других диагностик и результатами расчетов.

Научная новизна

1. Создана модель нейтрального экранирования для расчета испарения примесных макрочастиц в широком диапазоне значений заряда ядра и энергии сублимации материала макрочастицы в высокотемпературной плазме с максвелловским распределением частиц по скоростям.
2. Выяснены роли вкладов горячих электронов окружающей плазмы и холодных электронов пеллетного облака в ионизацию первого иона углерода при формировании структуры углеродных и углеводородных облаков.
3. Впервые создана модель для расчета скорости испарения примесной макрочастицы одновременно с оценкой параметров пеллетного облака, с учетом механизмов нейтрального и плазменного экранирования.
4. Усовершенствована методика расчетов, позволяющая установить связь абсолютных значений функции распределения по энергии быстрых атомов водорода, при нейтрализации быстрых протонов на углеводородном облаке, с функцией распределения быстрых протонов фоновой плазмы. Впервые обнаружено существенное влияние таких параметров пеллетного облака, как зарядовый состав, плотность и размеры, на величину доли перезарядившихся быстрых частиц. Сформулированы рекомендации для оптимизации методики измерений функции распределения по энергии быстрых протонов при перезарядке на углеводородном облаке.
5. Уточнены детали структуры пеллетных облаков и нейтрализации быстрых частиц в них, которые впервые позволили улучшить соответствие абсолютных значений энергетического спектра альфа-частиц, измеренного с помощью РСХ диагностики в дейтериево-тритиевых экспериментах на токамаке TFTR с данными других диагностик и расчетами.

Теоретическая и практическая значимость

Предложенная модель испарения примесных макрочастиц может использоваться при планировании и интерпретации результатов экспериментов с их инжекцией в высокотемпературную плазму с максвелловским распределением частиц по скоростям.

Результаты оценки относительной роли механизмов нейтрального и плазменного экранирования при испарении углеродных и полистироловых макрочастиц полезны для развития более сложных моделей испарения макрочастиц и их верификации.

Усовершенствованная методика расчета абсолютных значений функции распределения быстрых частиц, учитывающая ослабление потока этих частиц при многократном прохождении через облако, может быть использована для реализации пеллетной диагностики

на установках с магнитным удержанием высокотемпературной плазмы, в том числе на установках реакторного масштаба с альфа-частицами.

Сформулированные рекомендации по оптимизации диагностики перезарядки быстрых протонов на углеводородном пеллетном облаке могут быть полезны при планировании и реализации экспериментальных измерений абсолютных значений энергетических спектров быстрых протонов с использованием их перезарядки на углеводородных пеллетных облаках в условиях с дополнительным инжекционным и/или ионно-циклотронным нагревом в установках с магнитным удержанием плазмы.

Результаты работы могут быть использованы при реализации Федерального проекта №3 «Разработка технологий управляемого термоядерного синтеза и инновационных плазменных технологий» в рамках комплексной программы «Развитие техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии в Российской Федерации».

Достоверность

Достоверность представленных в работе результатов обеспечена проведением многочисленных измерений и сравнением с данными, полученными с применением независимых методов. Результаты согласуются с результатами исследований, которые были ранее представлены другими авторами.

Апробация работы

Результаты диссертационной работы представлены на 16 научных конференциях и семинарах:

- 28, 29, 30, 31, 33, 34, 35, 38 международные конференции Европейского физического общества по физике плазмы и УТС (Фуншал, Португалия, 2001 г.; Монтре, Швейцария, 2002 г.; Санкт-Петербург, Россия 2003 г; Лондон, Великобритания, 2004 г.; Рим, Италия, 2006 г.; Варшава, Польша, 2007 г.; Херсониссос, Крит, Греция, 2008 г; Страсбург, Франция, 2011 г.);
- XXVII, XXVIII, XXIX, XXX, XXXI международные Звенигородские конференции по физике плазмы и УТС (2000, 2001, 2002, 2003, 2004 гг.);
- 17-я тематическая конференция по диагностике высокотемпературной плазмы 2008 (Альбукерке)
- конференции Американского физического общества (1999 и 2000 гг.).

По результатам исследования опубликованы 7 статей в рецензируемых научных журналах, индексируемых в РИНЦ и Web of Science.

Личный вклад автора

Все представленные в диссертации результаты получены непосредственно автором или при его активном участии:

1. Выполнен анализ данных по структуре углеродных облаков в стеллараторе W7-AS и углеводородных облаков в гелиотроне LHD. Выявлена роль вкладов горячих электронов окружающей плазмы и холодных электронов пеллетного облака в ионизацию первого иона углерода при формировании структуры углеродных и углеводородных облаков.

2. Создана модель нейтрального экранирования для расчета скорости испарения примесных макрочастиц в широком диапазоне значений заряда ядра и энергии сублимации материала макрочастицы, инжектированной в высокотемпературную плазму с максвелловским распределением частиц по скоростям. Проведена верификация модели с использованием экспериментальных данных по испарению примесных макрочастиц в установках T-10, Heliotron E, W7-AS, LHD, TFTR, ASDEX Upgrade.

3. Создана модель для расчета скорости испарения примесной макрочастицы, одновременно с оценкой параметров пеллетного облака, с учетом нейтрального и плазменного экранирования, описывающая экспериментальные скорость испарения и параметры облака полистироловой макрочастицы, инжектированной в плазму LHD с максвелловским распределением частиц по скоростям.

4. Усовершенствована методика расчетов нейтрализации быстрых протонов на углеводородном облаке. Обнаружен эффект влияния зарядового состава пеллетного облака на величину доли перезарядившихся быстрых частиц. Сформулированы рекомендации для оптимизации измерений функции распределения по энергии быстрых протонов.

5. Уточнены детали структуры пеллетных облаков и нейтрализации быстрых частиц в них, которые позволяют улучшить согласование абсолютных значений энергетического спектра альфа-частиц, измеренного с помощью РСХ диагностики в дейтериево-третиевых экспериментах на токамаке TFTR, с данными других диагностик и расчетами.

Работа была выполнена при поддержке:

Работа поддержана ГК Росатом и Минобрнауки России в рамках Федерального проекта 3 (U3), проект # FSEG-2023-0018 «Разработка и создание систем струйной и пеллет инжекции с повышенными производительностью и ресурсом».

Содержание работы

Во **Введении** обоснована актуальность, сформулированы цель и основные задачи исследования процесса испарения примесных макрочастиц в высокотемпературной плазме в магнитном поле, исследования структуры облаков испарения и развития методики измерения спектров надтепловых частиц плазмы с помощью диагностики перезарядки быстрых частиц на пеллетном облаке. Приведены основные сведения о данной диссертационной работе, показаны актуальность и научная значимость темы, обоснована постановка задачи, изложена структура диссертации, приведены основные положения, выносимые на защиту.

Глава 1 представляет собой обзор литературы и охватывает результаты исследований, непосредственно относящихся к теме данной диссертации. Сделан обзор современного состояния исследований взаимодействия макрочастиц с высокотемпературной плазмой установок с магнитным удержанием и перечислены области применения инъекции макрочастиц. В параграфе 1.1 описаны основные физические процессы, определяющие испарение макрочастицы. Параграф 1.2 посвящен исследованиям испарения макрочастиц и параметров пеллетных облаков. Здесь приведены схемы экспериментов и методика измерения скорости испарения. Описан предложенный автором способ пространственных измерений плотности температуры углеводородного пеллетного облака [A1], который был реализован и использован для спектроскопических измерений структуры пеллетных углеводородных облаков при инъекции полистироловых макрочастиц в гелиотрон LHD. Приведен анализ измерений и предсказаний размеров, плотности и температуры пеллетных облаков. Описаны различные подходы к моделированию процесса испарения на основе учета различных механизмов экранирования, а также представлены результаты сравнения расчетных и экспериментальных данных об испарении макрочастиц. В параграфе 1.3 обсуждается диагностика быстрых частиц фоновой плазмы, нейтрализовавшихся на пеллетном облаке. В начале описаны основные принципы РСХ диагностики функции распределения по энергии быстрых частиц фоновой плазмы. Затем обсуждены проблемы согласования абсолютных измерений с помощью РСХ диагностики энергетического спектра альфа-частиц в дейтериево-третиевых экспериментах на токамаке TFTR и результаты РСХ измерений быстрых протонов в гелиотроне LHD. В параграфе 1.4 представлена цель и сформулированы задачи диссертационной работы.

В **Главе 2** излагаются результаты исследования структуры облаков испаряющихся примесных макрочастиц в плазме установок с магнитным удержанием. Параграф 2.1 посвящен исследованию характерных размеров облаков вблизи углеродных макрочастиц, испаряющихся в плазме стелларатора W7-AS с электронным циклотронным нагревом [A2]. Приведены результаты анализа мгновенных и интегральных фотографий облаков,

полученных в спектральных диапазонах вблизи линий СII (720 ± 5 нм, 723 ± 1 нм) и СIII (770 ± 5 нм) для широкого диапазона параметров окружающей плазмы. Обнаружено, что распределение интенсивности свечения линии СII в направлении магнитного поля имеет вид экспоненты с характерным размером l_{dec} порядка нескольких миллиметров. Размер l_{dec} слабо зависит от температуры окружающей плазмы и уменьшается с ростом ее концентрации. Показано, что его значения согласуется с оценками длины ионизации ионов углерода из состояния C^+ в состояние C^{2+} в предположении, что ионизация определяется незранированным потоком электронов фоновой Максвелловской плазмы, а разлет облака происходит с ионно-звуковой скоростью c_s при температуре $T_{cl} \cong 1$ эВ. Однако, учет более реалистичных значений температуры углеродного облака $T_{cl} \cong 2,5$ эВ, а также экранирования потока электронов фоновой плазмы ухудшает указанное согласие измеренных и расчетных характерных длин.

В параграфе 2.2 описаны результаты измерений [A1, A2] характерных продольных размеров углеводородных облаков l_{dec} , наблюдавшихся в линии СII при инъекции TESPEL (Tracer Encapsulated Solid PELlet) макрочастиц с оболочкой из полистирола в плазму гелиотрона LHD [18-21]. Экспериментальные значения l_{dec} сопоставлялись с продольными длинами ионизации иона C^+ с учетом вклада как горячих электронов фоновой плазмы с плотностью n_e , так и холодных электронов пеллетного облака с плотностью n_{cl} . Длины ионизации оценивались с использованием выражения:

$$l_{ion}^{total} = \frac{M \cdot c_s}{\delta_{n,plc} n_e \langle \sigma_{C^+ \rightarrow 2^+} v \rangle_{T_e} + n_{cl} \langle \sigma_{C^+ \rightarrow 2^+} v \rangle_{T_{cl}}}, \quad (1)$$

Здесь $\langle \sigma_{C^+ \rightarrow 2^+} v \rangle_{T_e}$ и $\langle \sigma_{C^+ \rightarrow 2^+} v \rangle_{T_{cl}}$ - скоростные коэффициенты ионизации электронным ударом иона C^+ , вычисленные для максвелловской функции распределения с температурами горячих электронов T_e и холодных электронов T_{cl} соответственно [20], $M = u/c_s$ - число Маха в облаке. При оценке вклада горячих электронов в скорость ионизации учитывается экранирование потока электронов плазменной частью облака $\delta_{n,plc} \approx \delta^{0,5}$, величина которого, как показано в [A2], может быть оценена из фактора экранирования δ , равного отношению величин потока тепла первичных электронов, доходящего до поверхности макрочастицы, и их потока тепла в фоновой плазме вдали от макрочастицы.

В [A2] показано, что вклада одних только горячих электронов недостаточно, чтобы обеспечить наблюдаемые в эксперименте длины спада l_{dec} излучения линии СII как в углеродных, так и в углеводородных облаках.

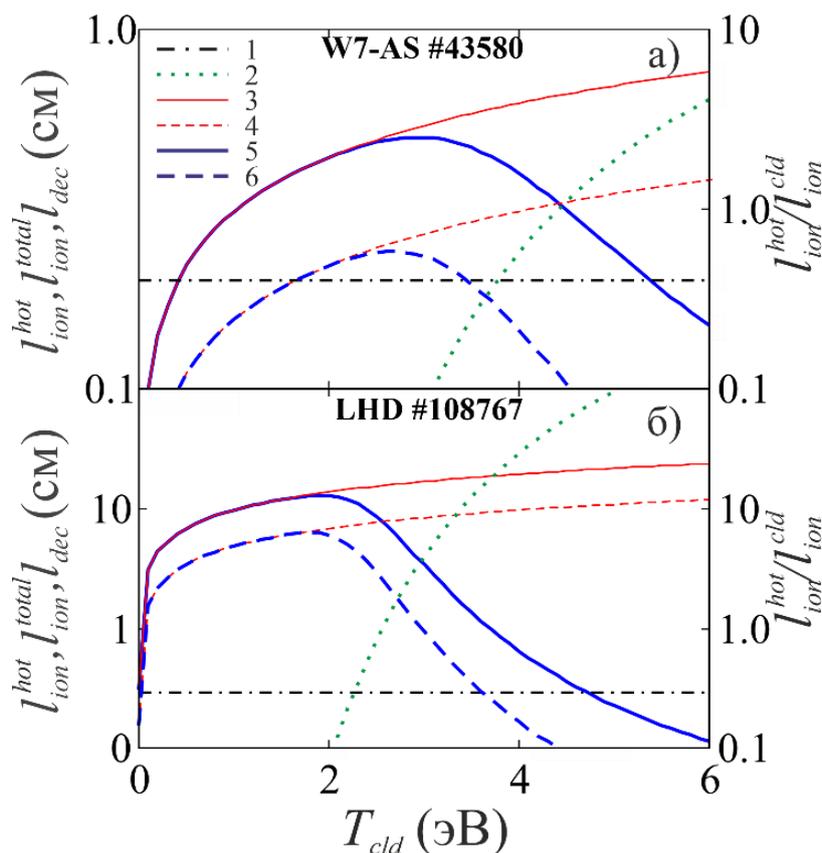


Рисунок 2 – Зависимость характерных длин от температуры пеллетного облака: 1 - l_{dec} , 2 -

$$l_{ion}^{hot} / l_{ion}^{cld}, 3 - l_{ion}^{hot(M=1)}, 4 - l_{ion}^{hot(M=0.5)}, 5 - l_{ion}^{total(M=1)}, 6 - l_{ion}^{total(M=0.5)}$$

На рисунке 2 (для углеродных облаков в W7-AS и углеводородных облаков в LHD) линиями 1 показаны экспериментально измеренные l_{dec} . Кривыми 3 и 4 показаны длины ионизации ионов C^+ горячими электронами фоновой плазмы $l_{ion}^{hot(M=1)}$ и $l_{ion}^{hot(M=0.5)}$ в зависимости от температуры облака T_{cl} , вычисленные из уравнения (1) при двух разных предположениях о числе Маха $M=1$ и $M=0.5$. При этом предполагается, что $\delta_{n,plc} = 1$ и $n_{cl} \langle \sigma_{C^+ \rightarrow 2^+} v \rangle_{T_{cld}} = 0$. Кривые 5 и 6 соответствуют аналогичным расчетам длины ионизации $l_{ion}^{total(M=1)}$ и $l_{ion}^{total(M=0.5)}$ из уравнения (1) с учетом вклада горячих и холодных электронов. Кривые 2 показывают отношение слагаемых $[n_{cl} \langle \sigma_{C^+ \rightarrow 2^+} v \rangle_{T_{cld}}] / [n_e \langle \sigma_{C^+ \rightarrow 2^+} v \rangle_{T_e} \cdot \delta_{n,plc}]$ в знаменателе уравнения (1), которое представляет отношение скоростей ионизации иона C^+ холодными электронами пеллетного облака и горячими электронами фоновой плазмы. Из рисунка 2 видно, что с учётом сильного экранирования потока электронов фоновой плазмы в углеводородном пеллетном облаке, ионизация ионов C^+ определяется, в основном, электронами холодной плазмы облака. Экранирование первичных электронов в углеродном облаке слабое, и вклады горячих электронов окружающей плазмы и холодных электронов пеллетного облака в ионизацию ионов C^+ оказываются сопоставимыми.

Следует отметить, что указанные расчеты проводились с использованием сечений ионизации только из основного состояния. Учет ионизации из возбужденных состояний может повлиять на выводы, что должно быть учтено в будущих исследованиях.

В параграфе 2.3 приводятся оценки характерных размеров однократно ионизированной части литиевого облака, наблюдавшегося при инжекции литиевой макрочастицы в плазму установки TFTR [22, 23]. Показано, что оценка характерного поперечного размера плазменной части облака из баланса частиц и энергии, рассчитанного в поперечном сечении в области преобладающего состояния однократной ионизации Li^+ , для облака в разряде #59613 может составлять несколько миллиметров (~5 мм) [A4]. Эти значения существенно меньше характерных размеров, которые обсуждались в работах [15, 16], посвященных анализу РСХ измерений на TFTR. При этом характерная продольная длина спада концентрации ионов Li^+ , которую можно оценить, например, по спаду свечения линии $\lambda=548.5$ нм (Li^+) в разряде #62193 [23], составляет порядка 10-15 см. В заключении параграфа поясняются детали формирования аппроксимационных выражений для пространственного распределения зарядовых состояний в углеводородном (Приложение А) и литиевом (Приложение Б) пеллетных облаках, необходимых для расчета перезарядки быстрых ионов, представленных в Главе 4.

В параграфе 2.4 сформулированы основные выводы Главы 2 по исследованиям структуры облаков вблизи примесных макрочастиц, которые использовались для построения модели нейтрального и плазменного экранирования для углеводородных макрочастиц, описанной в Главе 3, и для уточнения энергетических спектров, измеряемых РСХ-диагностикой, описанных в Главе 4.

Глава 3 посвящена исследованиям испарения примесных макрочастиц в плазме современных установок и сравнению измеренных скоростей испарения с предсказаниями моделей испарения, представленных в параграфе 3.1. В начале приведены аналитические выражения, позволяющие рассчитать скорость испарения примесной макрочастицы с учетом нейтрального (WNGS) и совместного нейтрального и электростатического экранирования (WNGES) в случае, когда экранирование слабое. Затем приводится модель [A5], построенная на основе модели испарения для топливных макрочастиц [24], и позволяющая рассчитать скорость испарения макрочастиц в широком диапазоне параметров (заряда и массы ядра, энергии сублимации материала макрочастицы, температуры и концентрации фоновой плазмы) с учетом: а) нейтрального экранирования (NGS), б) нейтрального и электростатического экранирования (NGES). На основе расчетов по модели NGS получены скейлинги (законы подобия) для оценки локальной скорости испарения примесных макрочастиц из различных

материалов в широком диапазоне значений параметров максвелловской плазмы по газодинамической модели сильного нейтрального экранирования [A5]:

$$\dot{N} \left(\frac{am.}{сек} \right) \cong K (Z_p) n_e (см^{-3})^a T_e (эВ)^b r_p (см)^c, \quad (2)$$

$$\dot{N} \left(\frac{am.}{сек} \right) \cong 1.94 \cdot 10^{14} n_e (см^{-3})^{0.45} T_e (эВ)^{1.72} r_p (см)^{1.44} \varepsilon (эВ)^{-0.16} A_p (a.e.m.)^{-0.28} Z_p^{-0.56} (\gamma - 1)^{0.28}. \quad (3)$$

Здесь n_e и T_e – концентрация и температура фоновой плазмы, r_p – радиус макрочастицы, Z_p и A_p – заряд и масса ядра материала макрочастицы, γ – показатель адиабаты испаренного вещества. Для каждого материала макрочастицы были подобраны такие диапазоны n_e , T_e , r_p (см. Таблицу 1), в которых значение фактора нейтрального экранирования δ , рассчитанного по газодинамической модели, не превышало 0.1 для того, чтобы было справедливо приближение сильного экранирования. По модельным значениям \dot{N} были рассчитаны константа K и коэффициенты a , b , c , которые сведены в Таблицу 1. Величины отклонения результата расчета по скейлингу (3) от значений, вычисленных в указанных диапазонах n_e , T_e , r_p по газодинамической модели, также приведены в Таблице 1 и, как видно, не превышают 15% для скейлинга (2) и 35% для обобщенного скейлинга (3). Скейлинги позволяют быстро оценивать, не прибегая к сложному моделированию, скорость испарения макрочастиц из различных материалов в плазме, не имеющей заметных популяций надтепловых частиц.

В конце параграфа 3.1 описана модель для расчета скорости испарения примесных макрочастиц с учетом нейтрального и плазменного экранирования [A6], которая позволяет описать не только скорость испарения, но также поперечный размер и концентрацию электронов облака.

В параграфе 3.2 проводится сравнение измеренных и расчетных скоростей испарения примесных макрочастиц из различных материалов в нескольких установках с магнитным удержанием высокотемпературной плазмы. В начале проводится сравнение результатов расчетов по моделям нейтрального экранирования, а также нейтрального и электростатического экранирования с экспериментальными данными по испарению примесных макрочастиц в различных установках. Показано, что экспериментальные значения скорости испарения примесных макрочастиц согласуются с результатами расчетов по модели нейтрального экранирования в случаях, когда функции распределения частиц фоновой плазмы близки к максвелловским. Обнаружено, что дополнительный учет электростатического экранирования с потенциалом $\Delta\phi$, вычисленным в одномерном приближении [7], приводит к расхождению экспериментальных и модельных профилей скорости испарения макрочастицы. Указанное расхождение иллюстрируется на рисунке 3 для макрочастиц из различных материалов, инжескированных в плазму различных установок с магнитным удержанием.

ТАБЛИЦА 1. Параметры материала макрочастиц для расчета их скорости испарения по модели сильного нейтрального экранирования (NGS) в указанных диапазонах параметров максвелловской фоновой плазмы; константы для расчета скорости испарения по скейлингам (2,3).

| Материал макрочастицы | H ₂ | D ₂ | C ₈ H ₈ | Ar | Kr | Xe | Li | C ¹⁾ | KCl |
|---|------------------------------------|-------------------------------------|------------------------------------|------------------------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|--------------------------------------|------------------------------------|------------------------------------|
| плотность ρ_p , г/см ³ | 0.0808 | 0.199 | 1.05 | 1.4 | 2.155 | 3.52 | 0.534 | 0.9 | 1.99 |
| заряд ядра Z_p ²⁾ | 1 | 1 | 3.5 | 18 | 36 | 54 | 3 | 6 | 36 |
| атомная масса A_p , а.е.м. ²⁾ | 1 | 2 | 6.5 | 39.9 | 83.8 | 131 | 6.94 | 12.0 | 70.9 |
| энергия сублимации ε , эВ ²⁾ | 0.0053 | 0.0076 | 0.0625 | 0.08 | 0.112 | 0.156 | 2.089 | 8.79 | 2.13 |
| показатель адиабаты газа γ | 7/5 | 7/5 | 8/6 | 5/3 | 5/3 | 5/3 | 5/3 | 5/3 | 7/5 |
| диапазон n_e , см ⁻³ | 10 ¹³ -10 ¹⁴ | 10 ¹³ - 10 ¹⁴ | 10 ¹³ -10 ¹⁴ | 10 ¹² -10 ¹⁴ | 10 ¹² - 10 ¹⁴ | 10 ¹² - 10 ¹⁴ | 3·10 ¹³ -10 ¹⁵ | 10 ¹⁴ -10 ¹⁵ | 10 ¹³ -10 ¹⁴ |
| диапазон T_e , кэВ | 0.1 - 10 | 0.1 - 10 | 0.1 - 10 | 0.1 - 10 | 0.1 - 10 | 0.1 - 10 | 0.1 - 1 | 0.1 - 1 | 0.1 - 10 |
| диапазон r_p , мм | 0.01 - 0.5 | 0.01 - 0.5 | 0.05 - 0.5 | 0.05 - 0.5 | 0.01 - 0.5 | 0.01 - 0.5 | 0.5 - 1.0 | 0.5 - 1.0 | 0.1 - 0.5 |
| Фактор экрани-ния, δ 100 | 0.1 - 6.5 | 0.1 - 7 | 0.2 - 6.2 | 0.07 - 7 | 0.04 - 10 | 0.04 - 10 | 3 - 10 | 2 - 10 | 0.6 - 10 |
| $K(Z_p)$ (константа в (2)) | 5.2·10 ¹⁴ | 3.9·10 ¹⁴ | 8.7·10 ¹³ | 2.5·10 ¹³ | 1.2·10 ¹³ | 8.3·10 ¹² | 2.7·10 ¹³ | 1.5·10 ¹³ | 8.5·10 ¹² |
| a (степень при n_e) | 0.453 | 0.455 | 0.46 | 0.451 | 0.454 | 0.453 | 0.497 | 0.487 | 0.477 |
| b (степень при T_e) | 1.68 | 1.679 | 1.673 | 1.679 | 1.679 | 1.68 | 1.562 | 1.571 | 1.662 |
| c (степень при r_p) | 1.453 | 1.455 | 1.46 | 1.451 | 1.454 | 1.453 | 1.497 | 1.487 | 1.447 |
| Макс. отклонение ³⁾ (2), % | -12/+11 | -11/+12 | -11/+10 | -14/+9 | -14/+13 | -14/+14 | -3/+4 | -5/+4 | -11/+10 |
| Макс. отклонение ³⁾ (3), % | -33/-5 | -33/-3 | -33/-5 | -24/+8 | -24/+18 | -24/+17 | -19/+27 | -18/+28 | -32/+4 |

1) приведены значения для случая испарения углерода в виде атомов

2) для сложных веществ – среднее значение в расчете на один атом частицы, отрываемой от поверхности макрочастицы

3) максимальное отклонение скейлинга от модели сильного нейтрального экранирования (NGS)

$m_p = A_p \cdot m_{aem}$, где A_p – масса атома материала макрочастицы в атомных единицах массы $m_{aem} = 1.66 \cdot 10^{-24}$ г, $n_p = \rho_p / m_p$

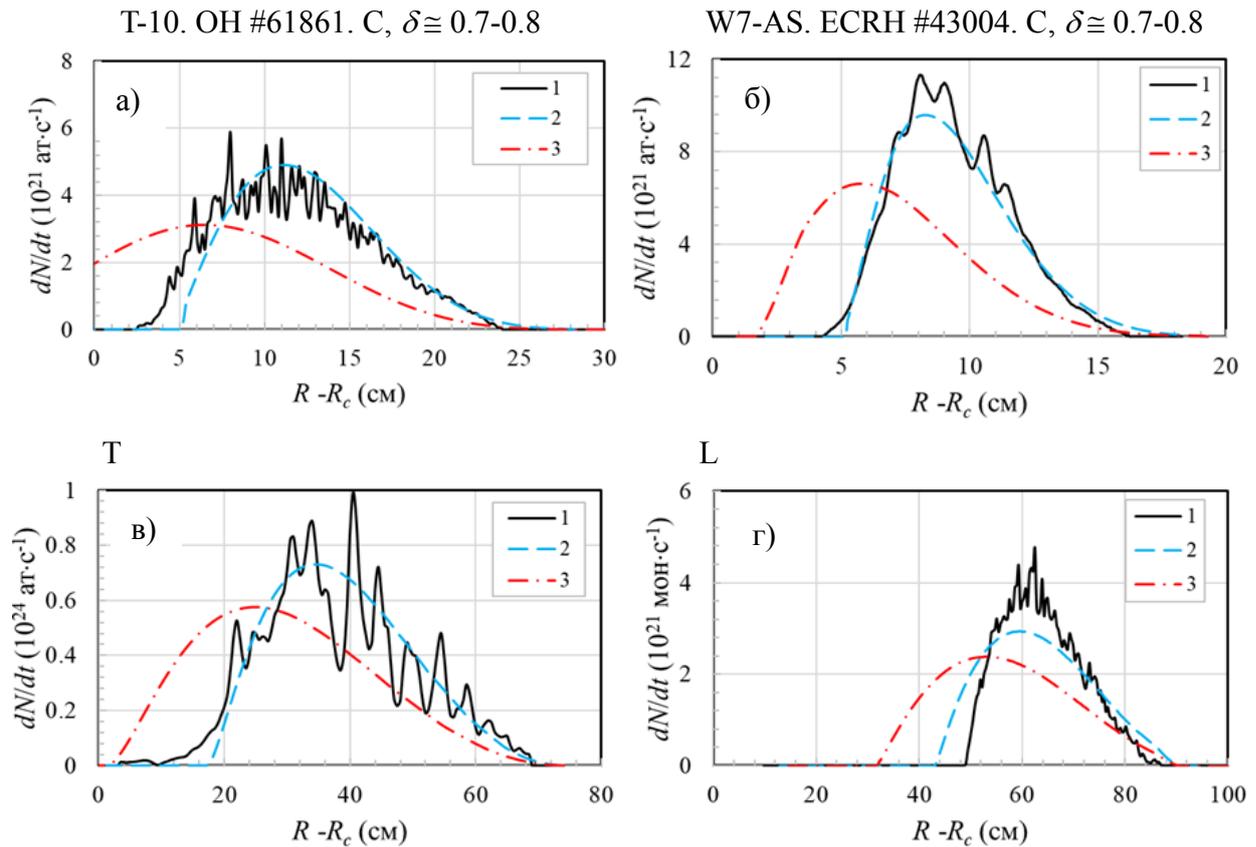


Рисунок 3 – Профили скорости испарения макрочастиц из различных материалов (кривые 1) вдоль траектории макрочастиц в направлении к оси плазменного шнура с большим радиусом R_c , измеренные на различных установках, сравниваются с расчетами по моделям. На рисунках (а,б): кривые 2 и 3 соответствуют расчетам по аналитическим моделям WNGS и WNGES в приближении слабого экранирования. На рисунках (в,г) кривые 2 и 3 соответствуют расчетам по газодинамическим моделям NGS и NGES в приближении сильного экранирования. Потенциал в расчетах с электростатическим экранированием полагался равным $\Delta\varphi = T_e/e$

Номер разряда, тип нагрева плазмы и характерные значения фактора экранирования указаны в заголовках каждого рисунка. Видно, что учет потенциала $\Delta\varphi = T_e/e$, рассчитанного в одномерном приближении, приводит к расхождению расчетных профилей с экспериментально измеренными профилями скорости испарения во всех случаях, как для тугоплавких макрочастиц с небольшим экранированием $\delta \approx 0.7-0.8$ (а,б), так и для испарения макрочастиц с заметным экранированием $\delta \approx 0.02-0.2$ (в,г).

Из оценок, приведенных в работе [A3], следует, что учет поперечных ионных токов замыкания может заметно снизить величину электростатического потенциала $\Delta\varphi$, предсказываемого одномерной моделью. Оценки таких потоков для углеродных макрочастиц, инжектированных плазму T-10 и W7-AS, показывают снижение потенциала от значений

$\Delta\varphi \cong T_e/e$ при одномерном подходе до $\Delta\varphi \leq 0.3 T_e/e$ с учетом схемы «короткого замыкания». С другой стороны, плазменная часть облака также может вносить вклад в экранирование тепловых потоков, испаряющих макрочастицу.

В связи с вышесказанным, в модели расчета скорости испарения и параметров углеводородного облака полистироловых макрочастиц, представленной в параграфе 3.1, было решено пренебречь электростатическим экранированием. На рисунке 4 приведено сравнение

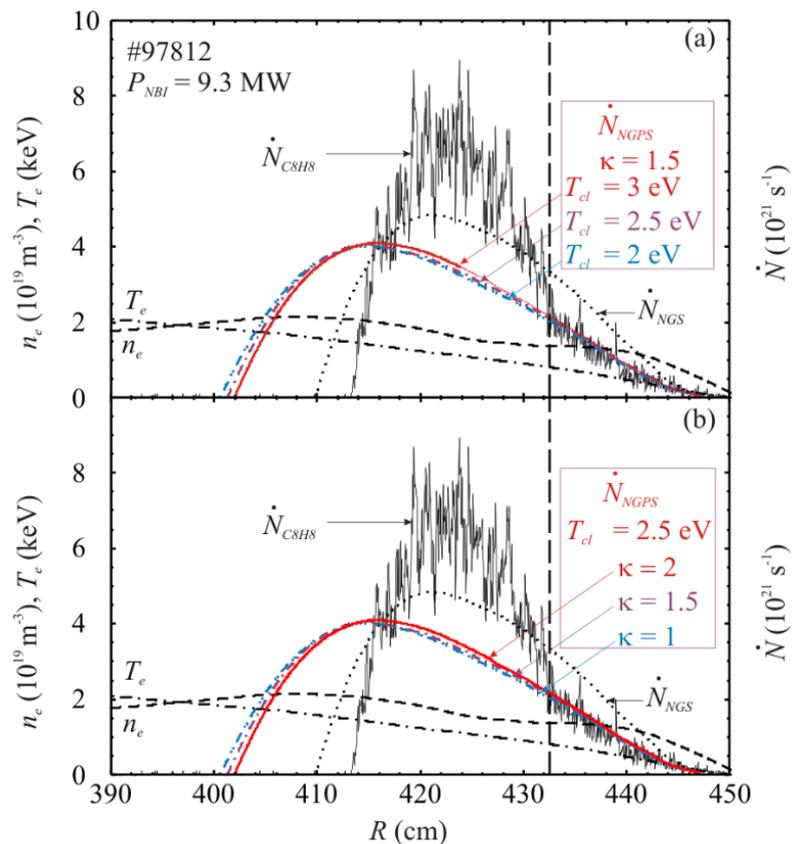


Рисунок 4 – Влияние параметров модели нейтрального и плазменного экранирования (T_{cl} – температуры облака в области однократной ионизации, и κ – отношения суммы излучательных и ионизационных потерь к ионизационным) на результат моделирования профиля испарения в разряде #97812 LHD. Вертикальными пунктирными линиями отмечено положение макрочастицы во время измерения параметров облака с помощью изображающего полихроматора [18]

распределений по большому радиусу измеренных и расчетных скоростей испарения по модели нейтрального экранирования \dot{N}_{NGS} и по модели нейтрального и плазменного экранирования \dot{N}_{NGPS} . Полистироловая макрочастица с начальным эффективным радиусом $r_p = 0.45$ мм инжектировалась со скоростью $v_p \cong 470$ м/с вдоль большого радиуса установки в

экваториальной плоскости плазменного разряда #97812 гелиотрона LHD со следующими параметрами: $B_t = 2.75$ Тл, $n_{e0} \cong 1.7 \cdot 10^{19}$ м⁻³, $T_{e0} = 2.6$ кэВ, мощность нагрева нейтральными пучками 9.3 МВт [18].

Видно, что расчетная скорость испарения по модели, учитывающей только нейтральное экранирование \dot{N}_{NGS} в той области, в которой распределение частиц фоновой плазмы предполагается близким к максвелловскому, примерно в 1.5–2 раза превышает измеренные экспериментальные значения \dot{N}_{C8H8} , а расчет по модели нейтрального и плазменного экранирования \dot{N}_{NGPS} согласуется с экспериментальными значениями \dot{N}_{C8H8} . Указанная область находится при значениях большого радиуса $R \geq 4.33$ м на рисунке 4. Ближе к центру плазменного шнура ($R < 4.33$ м) экспериментально измеренная скорость испарения становится выше рассчитанной как по нейтральной, так и по нейтрально-плазменной моделям. По всей видимости, как обсуждается в работе [25] об испарении водородных макрочастиц в LHD и в работе [26] об испарении Li макрочастиц в Heliotron-E, это происходит благодаря заметному увеличению скорости испарения под воздействием надтепловых ионов при мощном NBI нагреве плазмы. Механизм повышенного испарения макрочастицы под влиянием надтепловых частиц не учитывается в данной диссертационной работе и остается темой будущих исследований.

В параграфе 3.3 сформулированы основные выводы Главы 3 по исследованиям испарения примесных макрочастиц в плазме установок с магнитным удержанием.

Глава 4 посвящена описанию методики расчета доли перезарядившихся в пеллетном облаке быстрых частиц высокотемпературной плазмы [A7]. В параграфе 4.1 представлены результаты исследования нейтрализации быстрых протонов в углеводородном пеллетном облаке [A7]. Описана методика расчета распределений по энергии быстрых протонов на основе РСХ диагностики с инъекцией полистироловых макрочастиц на установке LHD в экспериментах с NBI нагревом и/или нагревом малой добавки ионов водорода на гармонике ионно-циклотронной частоты. Приводятся результаты расчетов доли перезарядившихся протонов с энергиями в диапазоне от 50 до 1000 кэВ на углеводородном облаке со структурой, типичной для экспериментов с инъекцией полистироловых макрочастиц в плазму установки LHD. Показано, что нейтральная фракция быстрых частиц может меняться в соответствии с зарядовым составом периферийного слоя углеводородного облака. Установлено, что поскольку зарядовый состав облака достаточно быстро меняется по мере удаления от макрочастицы, то расчетные значения доли перезарядившихся на облаке быстрых протонов могут заметно отличаться от значений, использовавшихся в более ранних работах [15-17] в приближении постоянного однородного по облаку ионизационного состава. Кроме того, при энергиях протонов в диапазоне 50-200 кэВ необходимо учитывать ослабление их потока из-за

потерь в результате нейтрализации при пересечениях удаленных участков облака на пути к области обзора анализатора нейтральных атомов. Необходимо учитывать также потери энергии протонами вдоль их траектории. При энергии $50 \text{ кэВ} < E < 100 \text{ кэВ}$ ожидается термализация протонов в облаке, вследствие чего измерения с помощью РСХ диагностики оказываются недоступными для частиц с такой энергией. При энергии $\geq 100 \text{ кэВ}$ потери энергии протонов не превышают 0.4-12% при питч-углах $70^\circ - 89^\circ$ соответственно. На основе сделанных расчетов сформулированы предложения по оптимизации РСХ-диагностики при планировании будущих экспериментов с целью осуществления абсолютных измерений спектров быстрых протонов, использующих их перезарядку на углеводородных пеллетных облаках. Необходимость контроля ионизационного состава и структуры облака ограничивает локализацию области обзора детектора нейтральных атомов для проведения абсолютных измерений. В углеводородных пеллетных облаках доступная для экспериментального контроля ионизационного состава часть облака располагается в пределах $\pm 30 \text{ мм}$ от положения макрочастицы вдоль магнитного поля. Для оптимальной геометрии абсолютных РСХ измерений предпочтительно совместить оси инжекции и наблюдения анализатора быстрых частиц. Относительные измерения не требуют совмещения осей инжекции и наблюдения, они могут быть расположены под углом друг к другу.

Параграф 4.2 посвящен анализу РСХ-измерений альфа-частиц в дейтериево-тритиевых экспериментах на токамаке TFTR. Здесь описана методика расчета энергетического спектра альфа-частиц с энергиями в диапазоне 0.2-4 МэВ по сигналам РСХ-диагностики при использовании литиевого облака в качестве мишени для перезарядки. Показано, что нейтральная фракция быстрых частиц может меняться в соответствии с зарядовым составом как внутренних областей, так и периферийного слоя литиевого облака. Значение нейтральной фракции на выходе из облака $F_0(E)$ может заметно отличаться от значения равновесной нейтральной фракции, вычисленной в предположении однородного по пространству ионизационного состава облака. Такое предположение использовалось ранее во всех работах для интерпретации измеренных сигналов РСХ диагностики.

В параграфе 4.2 показывается, что корректный учет размера облака и процессов нейтрализации альфа-частиц в литиевом облаке позволяет улучшить согласование абсолютных значений энергетических спектров альфа-частиц, восстановленных из измеренных сигналов РСХ-диагностики, с расчетными и экспериментальными спектрами альфа-частиц, полученными ранее другими авторами в дейтериево-тритиевых экспериментах на токамаке TFTR [16].

В параграфе 4.3 сформулированы основные выводы Главы 4 по исследованиям нейтрализации быстрых ионов на пеллетных облаках для развития РСХ диагностики.

В **Заключении** кратко сформулированы основные результаты диссертационной работы:

1. Анализ результатов экспериментальных измерений размеров пеллетных облаков в спектральном диапазоне вблизи линии СII, а также результатов расчетов температуры и концентрации электронов в облаке показал, что для объяснения наблюдаемых в экспериментах продольных характерных длин спада излучения СII необходимо учитывать одновременно вклады горячих электронов плазмы разряда и холодных электронов облака. Особенно важен этот эффект в углеводородных облаках, в которых поток электронов горячей плазмы сильно экранируется облаком, и холодные электроны облака вносят основной вклад в ионизацию, более чем на порядок превышающий вклад горячих электронов плазмы разряда. В углеродных облаках вклады оказываются сопоставимыми.
2. Для широких диапазонов температуры (0.1 – 10 кэВ) и концентрации (10^{13} – 10^{14} см⁻³) высокотемпературной плазмы, для случаев, когда функция распределения частиц близка максвелловской, модель нейтрального экранирования обобщена для различных материалов макрочастицы в широком диапазоне значений заряда ядра и энергии сублимации. Построены скейлинги, позволяющие с точностью до 15-30% (относительно расчетов по модели) оценивать скорость испарения примесной макрочастицы в приближении сильного экранирования. Проведено сравнение расчетных и экспериментальных данных по испарению примесных макрочастиц в установках T-10, Heliotron E, W7-AS, LHD, TFTR, ASDEX Upgrade. Показано, что учет эффекта электростатического экранирования ухудшает согласие расчетной скорости испарения с экспериментальной и предложен механизм для объяснения этого явления.
3. Создана модель для расчета скорости испарения примесной макрочастицы одновременно с оценкой параметров пеллетного облака, с учетом нейтрального и плазменного экранирования. Модель верифицирована на экспериментальных данных по испарению полистироловых макрочастиц на гелиотроне LHD. Скорость испарения, вычисленная по указанной модели, а также расчетные значения радиуса и концентрации плазменного пеллетного облака согласуются с экспериментально измеренными величинами в условиях, когда можно пренебречь влиянием быстрых частиц на испарение. При этом скорость испарения по модели только нейтрального экранирования, вычисленная в условиях отсутствия заметной популяции надтепловых частиц, приблизительно в 1,5–2 раза превышает измеренные экспериментальные значения.

4. Методика расчета потока нейтральных атомов, формирующегося при нейтрализации быстрых протонов на углеводородном облаке, усовершенствована путем учета пространственных распределений различных зарядовых состояний углерода и водорода в облаке. Это позволяет установить связь абсолютных значений распределения быстрых протонов фоновой плазмы по энергии в диапазоне 100-1000 кэВ с измеряемым распределением по энергии быстрых атомов водорода, которые регистрируются детектором нейтральных атомов. Обнаружен эффект влияния плотности, размера углеводородного пеллетного облака и зарядового состава его периферийного слоя на долю перезарядившихся быстрых частиц. Сформулированы рекомендации для оптимизации измерений распределения быстрых протонов по энергии при их перезарядке на углеводородных облаках.
5. Показано, что более корректный учет структуры литиевого пеллетного облака и его размеров, при вычислении доли перезарядившихся частиц, позволяет согласовать абсолютные значения энергетического спектра альфа-частиц в дейтериево-третиевых экспериментах на токамаке TFTR с данными других диагностик и расчетами.

Список цитируемой литературы

1. Milora S. L. et al. Pellet fuelling //Nuclear Fusion. – 1995. – Т. 35. – №. 6. – С. 657.
2. Кутеев Б. В. Технология для термоядерных реакторов, базирующиеся на инъекции макрочастиц //Журнал технической физики. – 1999. – Т. 69. – №. 9. – С. 63-67.
3. Кутеев Б. В. Диагностика плазмы методом пеллет-инъекции //ВАНиТ, Сер. Термоядерный синтез. – 1986. – №. 3. – С. 3-22..
4. Pégourié B. Pellet injection experiments and modelling //Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2007. – Т. 49. – №. 8. – С. R87.
5. Fisher R. K. et al. Fast alpha diagnostics using pellet injection //Fusion Technology. – 1988. – Т. 13. – №. 4. – С. 536-542.
6. Rozhansky V. et al. Mass deposition after pellet injection into a tokamak //Plasma physics and controlled fusion. – 2004. – Т. 46. – №. 4. – С. 575.
7. Рожанский В. А. Влияние самосогласованного электрического поля на испарение макрочастиц в горячей плазме //Физика плазмы. – 1989. – Т. 15. – С. 1447.
8. Кутеев Б. В., Сергеев В. Ю., Цендин Л. Д. О взаимодействии углеродных макрочастиц с горячей плазмой //Физика плазмы. – 1984. – Т. 10. – №. 6. – С. 1172.
9. Parks P. B., Leffler J. S., Fisher R. K. Analysis of low Za impurity pellet ablation for fusion diagnostic studies //Nuclear fusion. – 1988. – Т. 28. – №. 3. – С. 477.
10. Parks P. B. et al. Model of ablation flow near light-atom pellets with surface boundary conditions //Nuclear fusion. – 1994. – Т. 34. – №. 3. – С. 417.

11. Lengyel L. L. et al. Modelling of impurity pellet ablation in ASDEX Upgrade (neon) and Wendelstein W7-AS (carbon) by means of a radiative (killer') pellet code //Nuclear fusion. – 1999. – T. 39. – №. 6. – C. 791.
12. Morozov D. K. et al. Ionization–recombination processes and ablation cloud structure for a carbon pellet //Nuclear fusion. – 2004. – T. 44. – №. 2. – C. 252.
13. Rozhansky V. A., Senichenkov I. Y. On the ablation models of fuel pellets //Plasma physics reports. – 2005. – T. 31. – C. 993-1002.
14. Parks P. B., Turnbull R. J. Effect of transonic flow in the ablation cloud on the lifetime of a solid hydrogen pellet in a plasma //The Physics of Fluids. – 1978. – T. 21. – №. 10. – C. 1735-1741.
15. McChesney J. M. et al. The interaction of fast alpha particles with pellet ablation clouds //Physics of Plasmas. – 1997. – T. 4. – №. 2. – C. 381-392.
16. Medley S. S. et al. Design and operation of the pellet charge exchange diagnostic for measurement of energetic confined α particles and tritons on the Tokamak Fusion Test Reactor //Review of scientific instruments. – 1996. – T. 67. – №. 9. – C. 3122-3135.
17. Goncharov P. R. et al. Calculation of low-Z impurity pellet induced fluxes of charge exchange neutral particles escaping from magnetically confined toroidal plasmas //Review of Scientific Instruments. – 2008. – T. 79. – №. 10.
18. Sharov I. A. et al. Imaging polychromator for density measurements of polystyrene pellet cloud on the Large Helical Device //Review of Scientific Instruments. – 2015. – T. 86. – №. 4.
19. Sharov I. A. et al. Electron temperature distribution measurements in clouds of polystyrene pellets ablating in LHD heliotron plasma //Technical Physics Letters. – 2018. – T. 44. – C. 384-387.
20. Bell K. L. et al. Recommended data on the electron impact ionization of light atoms and ions //Journal of physical and chemical reference data. – 1983. – T. 12. – №. 4. – C. 891-916.
21. Sharov I. A. et al. Spatial characteristics of luminous hydrocarbon pellet clouds in the large helical device //Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2021. – T. 63. – №. 6. – C. 065002.
22. Sergeev V. Y. et al. Lithium pellet deposition and penetration in TFTR //Review of scientific instruments. – 1992. – T. 63. – №. 10. – C. 4984-4986.
23. Terry J. L. et al. Imaging of lithium pellet ablation trails and measurement of q profiles in TFTR //Review of scientific instruments. – 1992. – T. 63. – №. 10. – C. 5191-5194.
24. Kuteev B. V. Hydrogen pellet ablation and acceleration by current in high temperature plasmas //Nuclear fusion. – 1995. – T. 35. – №. 4. – C. 431.

25. Matsuyama A. et al. Over-ablation and deflection of hydrogen pellets injected into neutral beam injection heated plasmas in the Large Helical Device //Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2012. – Т. 54. – №. 3. – С. 035007.
26. Sergeev V. Y. et al. Experiments on Li pellet injection into Heliotron E //Plasma physics and controlled fusion. – 1998. – Т. 40. – №. 10. – С. 1785.
27. McKee G. et al. Confined alpha distribution measurements in a deuterium-tritium tokamak plasma //Physical Review Letters. – 1995. – Т. 75. – №. 4. – С. 649.
28. Zweben S. J. et al. Alpha particle loss in the TFTR DT experiments //Nuclear fusion. – 1995. – Т. 35. – №. 8. – С. 893.
29. Krasilnikov A. V. et al. TFTR natural diamond detectors based D–T neutron spectrometry system //Review of scientific instruments. – 1997. – Т. 68. – №. 1. – С. 553-556.

Публикации по теме диссертации в журналах, индексируемых в перечне ВАК РФ и в базе данных Web of Science:

- A1. Tamura N., Sergeev V. Yu., Kalinina D. V., Miroshnikov I. V., Sato K., Sharov I. A., **Bakhareva O. A.**, Ivanova D. M., Timokhin V. M., Sudo S., Kuteev B. V. Spectroscopic diagnostics for ablation cloud of tracer-encapsulated solid pellet in LHD //Review of Scientific Instruments. – 2008. – Vol. 79. – No. 10, – 10F541.
- A2. **Бахарева О.А.** и др. Исследование углеродных облаков в плазме стелларатора Wendelstein 7-AS //Физика плазмы. – 2005. – Т. 31. – №. 4. – С. 316-326.
- A3. **Бахарева О.А.**, Сергеев В. Ю., Шаров И. А. О формировании плазменного облака при испарении макрочастицы в высокотемпературной замагниченной тороидальной плазме //Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2023. – Т. 117. – №. 3. – С. 213-219.
- A4. Кутеев Б.В., Кострюков А.Ю., **Бахарева О.А.** Структура светящихся облаков вблизи испаряющейся водородной макрочастицы //Журнал технической физики. – 2002. – Т. 72. – №. 8. – С. 1-6.
- A5. Сергеев В.Ю., **Бахарева О.А.**, Кутеев Б.В., Тендлер М. Исследования испарения примесных макрочастиц в высокотемпературной плазме установок с магнитным удержанием //Физика плазмы. – 2006. – Т. 32. – №. 5. – С. 398-412.
- A6. **Бахарева О.А.**, Сергеев В. Ю., Шаров И. А. Влияние облака вторичной плазмы на испарение макрочастиц в установках с магнитным удержанием //Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2023. – Т. 118. – №. 10. – С. 725-732.
- A7. **Бахарева О.А.**, Сергеев В. Ю., Шаров И. А. Особенности нейтрализации быстрых протонов в углеводородном пеллетном облаке //Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2024. – Т. 119. – №. 11. – С. 810-816.