

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ  
ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ ПЕТРА ВЕЛИКОГО»

*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

Диссертация  
на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук,  
профессор В.Ю. Сергеев

Санкт-Петербург

2024

## Оглавление

Введение.....	5
Глава 1. Взаимодействие макрочастиц с высокотемпературной плазмой установок с магнитным удержанием.....	13
1.1. Основные физические процессы, определяющие испарение макрочастицы ....	13
1.2. Исследования испарения макрочастиц и параметров pelletных облаков .....	22
1.2.1. Схемы исследований испарения макрочастиц .....	22
1.2.2. Методика измерения скорости испарения макрочастиц .....	27
1.2.3. Характерные параметры светящихся pelletных облаков .....	30
1.2.4. Модели нейтрального экранирования для топливных макрочастиц.....	43
1.2.5. Модели нейтрального экранирования для примесных макрочастиц .....	56
1.2.6. Влияние прочих механизмов экранирования на испарение макрочастиц..	58
1.3. Диагностика нейтрализовавшихся в pelletном облаке быстрых частиц.....	61
1.3.1. Физические принципы РСХ диагностики быстрых частиц .....	62
1.3.2. РСХ- измерения функции распределения альфа-частиц в TFTR .....	73
1.3.3. Результаты РСХ-измерений быстрых протонов в гелиотроне LHD .....	77
1.4. Постановка задачи .....	79
Глава 2. Исследования структуры облаков вблизи примесных макрочастиц .....	80
2.1. Сопоставление характерных размеров углеродных pelletных облаков с длинами ионизации горячими электронами фоновой плазмы .....	80
2.1.1. Измерения светящихся углеродных облаков.....	81
2.1.2. Определение масштабов продольного спада интенсивности излучения линии CII.....	84
2.1.3. Анализ размеров излучающих областей углеродного облака в предположении ионизации горячими электронами .....	88
2.2. Сопоставление характерных размеров углеродных и углеводородных pelletных облаков с длинами ионизации горячими электронами фоновой плазмы и холодными электронами pelletного облака.....	92
2.3. Оценки характерных размеров литиевого pelletного облака в плазме TFTR..	97
2.4. Выводы к главе 2 .....	102

Глава 3. Исследование испарения примесных макрочастиц в плазме установок с магнитным удержанием.....	103
3.1. Модели испарения примесных макрочастиц .....	104
3.1.1. Модель слабого нейтрального экранирования (WNGS) и модель слабого нейтрального и электростатического экранирования (WNGES) для тугоплавких макрочастиц.....	104
3.1.2. Модель нейтрального экранирования (NGS) и модель нейтрального и электростатического экранирования (NGES) для легкоплавких примесных макрочастиц.....	105
3.1.3. Законы подобия для вычисления скорости испарения примесных макрочастиц в случае сильного нейтрального экранирования .....	107
3.1.4. Модель испарения примесных макрочастиц с учетом нейтрального и плазменного экранирования (NGPS) .....	112
3.2. Сравнение экспериментальных и расчетных значений скорости испарения примесных макрочастиц.....	122
3.2.1. Сравнительный анализ вкладов нейтрального и электростатического экранирования при испарении примесных макрочастиц.....	123
3.2.2. Сравнительный анализ вкладов нейтрального и плазменного экранирования при испарении полистироловых макрочастиц.....	133
3.3. Выводы к главе 3 .....	138
Глава 4. Исследования нейтрализации быстрых ионов на pelletных облаках для развития РСХ диагностики.....	140
4.1. Исследование нейтрализации быстрых протонов в углеводородном pelletном облаке .....	140
4.1.1. Модель для вычисления доли нейтрализовавшихся быстрых протонов ..	142
4.1.2. Результаты расчетов и рекомендации для оптимизации РСХ измерений	144
4.2. Исследования нейтрализации альфа-частиц на pelletных облаках в дейтериево-третиевых экспериментах на TFTR.....	151
4.2.1. Вычисление доли нейтрализовавшихся альфа-частиц в литиевом pelletном облаке .....	151
4.2.2. Оценки сигналов абсолютных измерений РСХ диагностики альфа-частиц на TFTR .....	155
4.3. Выводы к главе 4 .....	160

Заключение.....	162
Благодарности.....	164
Литература .....	165
Приложение А. Приближенные аналитические зависимости для описания предполагаемых распределений ионизационных состояний в пеллетном облаке вблизи испаряющейся макрочастицы в гелиотроне LHD .....	174
Приложение Б. Приближенные аналитические зависимости для описания предполагаемых распределений ионизационных состояний в литиевом пеллетном облаке в токамаке TFTR .....	177

## Введение

### Актуальность темы

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), основные применения которой перечислены, например, в работах [1-5]. С помощью инжекции твердородных макрочастиц предполагается осуществлять подпитку термоядерной плазмы топливом. Инжекция макрочастиц из тяжелой примеси может применяться для быстрого и безопасного гашения разряда. К управлению разрядом относятся, кроме того, инициирование режима улучшенного удержания (H-моды) при пеллет-инжекции, а также кондиционирование разряда посредством осаждения на стенки камеры 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, а также диагностики надтепловых частиц фоновой плазмы. В частности, пеллетная РСХ (Pellet Charge eXchange) диагностика функции распределения быстрых ионов по энергиям основана на их перезарядке в пеллетном облаке - то есть в облаке испарившегося вещества вокруг макрочастицы – и измерении энергетического спектра атомов перезарядки анализатором нейтральных атомов [6]. Интерес к измерению функции распределения быстрых ионов в плазме с около реакторными параметрами вызван тем, что от эффективности удержания быстрых частиц в реакторе зависят условия достижения самоподдерживающейся реакции. Задача развития РСХ диагностики и других приложений инжекции макрочастиц является актуальной.

Разнообразные приложения пеллет-инжекции в термоядерных исследованиях требуют понимания сложной картины взаимодействия макрочастицы с высокотемпературной плазмой. Для большинства приложений инжекции макрочастиц необходимо предсказание скорости испарения макрочастицы, то есть количества атомов, отрывающихся от поверхности макрочастицы в единицу времени. Для ряда приложений пеллет-инжекции, например, для РСХ-диагностики, важна также информация о

структуре пеллетного облака. Однако, учет всех существенных деталей процесса испарения является сложной задачей, до сих пор составляющей предмет теоретических и экспериментальных исследований.

Существующие модели для описания процесса испарения макрочастиц (см., например, обзоры [1-5]) содержат различные упрощающие приближения. Результаты расчета по этим моделям в разной степени согласуются с массивом экспериментальных данных по испарению макрочастиц в плазме токамаков и стеллараторов. Одним из немаловажных свойств модели является простота расчета. Для быстрых оценок хорошо подходит закон подобия (так называемый скейлинг), дающий зависимость искомой величины от основных параметров окружающей плазмы и макрочастицы. На момент начала данной работы не имелось простого способа для вычисления скорости испарения примесных макрочастиц, поскольку расчеты по моделям-кодам зачастую доступны лишь самим авторам таких кодов. Не имелось такого метода расчета скорости испарения примесной макрочастицы и параметров ее облака, результаты которого одновременно согласовались бы и с экспериментальными данными о скорости испарения макрочастицы, и с результатами измерения характерных размеров облака, а также концентрации и температуры электронов в нем.

Кроме того, в силу ограниченности данных о структуре пеллетных облаков, оставались нерешенными вопросы 1) об относительном вкладе “горячих” первичных электронов фоновой плазмы и “холодных” вторичных электронов пеллетного облака в ионизацию испаренного вещества и 2) о вычислении абсолютных значений количества нейтрализующихся на пеллетном облаке быстрых ионов, важном для РСХ диагностики. Необходимость учета распределения концентрации различных зарядовых состояний в облаке, при расчете энергетических спектров быстрых частиц из сигналов РСХ-диагностики, отмечалось в ряде работ, например [7,8,9]. С другой стороны, для полистироловых макрочастиц  $(-C_8H_8)_n$  на установке LHD были получены детальные данные об испарении макрочастиц и параметрах углеводородных облаков вокруг них (концентрация и температура электронов, характерные размеры светящейся части облака) [10,11,12]. 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-тритиевых экспериментах на токамаке TFTR с помощью РСХ диагностики.

### **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. Выявлены 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-третиевых 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».

**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-третиевых экспериментах на токамаке TFTR, позволяющая согласовать их с данными других диагностик и результатами расчетов.

### **Достоверность научных результатов**

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 результатов 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.

### **Публикации**

1. Кутеев Б.В., Кострюков А.Ю., **Бахарева О.А.**, Структура светящихся облаков вблизи испаряющейся водородной макрочастицы, ЖТФ, том 72, вып. 8, стр. 1-6, 2002.
2. **Бахарева О.А.**, Сергеев В.Ю., Кутеев Б.В., Скоков В.Г., Тимохин В.М., Бурхен Р., группа стелларатора Wendelstein 7-AS. Исследование углеродных облаков в

- плазме стелларатора Wendelstein 7-AS. Физика Плазмы, 2005, том 31, №4, с. 316-326.
3. 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, том 32, №5, с. 398-412.
  4. 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 // Rev. Sci. Instrum. 2008. V. 79. № 10. - 10F541.
  5. **О.А.Бахарева**, В.Ю.Сергеев, И.А.Шаров, О формировании плазменного облака при испарении макрочастицы в высокотемпературной замагниченной тороидальной плазме. Письма в ЖЭТФ, 2023, том 117, вып. 3, с. 213 – 219.
  6. **О.А.Бахарева**, В.Ю.Сергеев, И.А.Шаров, Влияние облака вторичной плазмы на испарение макрочастиц в установках с магнитным удержанием. Письма в ЖЭТФ, 2023, том 118, вып. 10, с. 725 – 732.
  7. **О.А.Бахарева**, В.Ю.Сергеев, И.А.Шаров, Особенности нейтрализации быстрых протонов в углеводородном пеллетном облаке. Письма в ЖЭТФ, 2024, том 119, вып. 11, с. 810 – 816.

### **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 на гелиотроне LHD. Выявлена роль вкладов горячих электронов окружающей плазмы и холодных электронов пеллетного облака в ионизации 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.

**Структура и объем диссертации:** Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения. Полный объем диссертации составляет 178 страниц, включая 57 рисунков и 11 таблиц. Список литературы содержит 123 наименования.

## Глава 1. Взаимодействие макрочастиц с высокотемпературной плазмой установок с магнитным удержанием

Глава представляет собой обзор литературы и охватывает результаты работ, непосредственно относящихся к теме данной диссертации. Сделан обзор современного состояния исследований взаимодействия макрочастиц с высокотемпературной плазмой установок с магнитным удержанием. В параграфе 1.1 описаны основные физические процессы, определяющие испарение макрочастицы. В параграфе 1.2 кратко представлены методы и основные результаты экспериментального наблюдения процесса испарения, в частности, результаты исследований светящихся облаков вторичной холодной плазмы вблизи испаряющихся макрочастиц; приведены схемы экспериментов с инъекцией макрочастиц и наблюдением процесса их испарения на стеллараторе W7-AS и гелиотроне LHD. В параграфе 1.3 показаны различные подходы к моделированию процесса испарения. В параграфе 1.4 описаны основные принципы РСХ диагностики функции распределения по энергии быстрых частиц фоновой плазмы, нейтрализующихся в пеллетном облаке; приведены результаты измерений энергетических спектров альфа-частиц в дейтериево-тритиевых экспериментах на TFTR и быстрых протонов в экспериментах с NBI- и ICRH- нагревом на гелиотроне LHD, полученные с помощью РСХ диагностики; обозначены сложности, связанные с выполнением абсолютных измерений. В параграфе 1.5 обоснованы цели и сформулированы задачи диссертационной работы.

### 1.1. Основные физические процессы, определяющие испарение макрочастицы

Исследования взаимодействия макрочастиц с плазмой охватывают широкий диапазон изменения параметров плазмы и макрочастиц. В токамаки и стеллараторы инжектируются макрочастицы из различных твердых либо замороженных до твердого состояния материалов. Материал макрочастицы варьируется от водорода до вольфрама, размер  $r_{p0} = 0,1-2$  мм, скорость  $V_p = 0,1-2$  км/с. Характерные параметры установок: малый радиус плазменного шнура  $a$  до 1 м, температура электронов  $T_e$  до 10 кэВ, концентрация электронов  $n_e$  до  $3 \times 10^{14}$  см<sup>-3</sup>, напряженность магнитного поля  $B_0 = 0,3-10$  Тл.

Типичная картина взаимодействия макрочастицы с высокотемпературной плазмой схематически показана на рисунке 1.1. Инжектированная в плазму установки макрочастица пересекает силовые линии магнитного поля  $\vec{B}_0$ . Она летит сквозь фоновую (окружающую) плазму со скоростью  $\vec{v}_p$ .

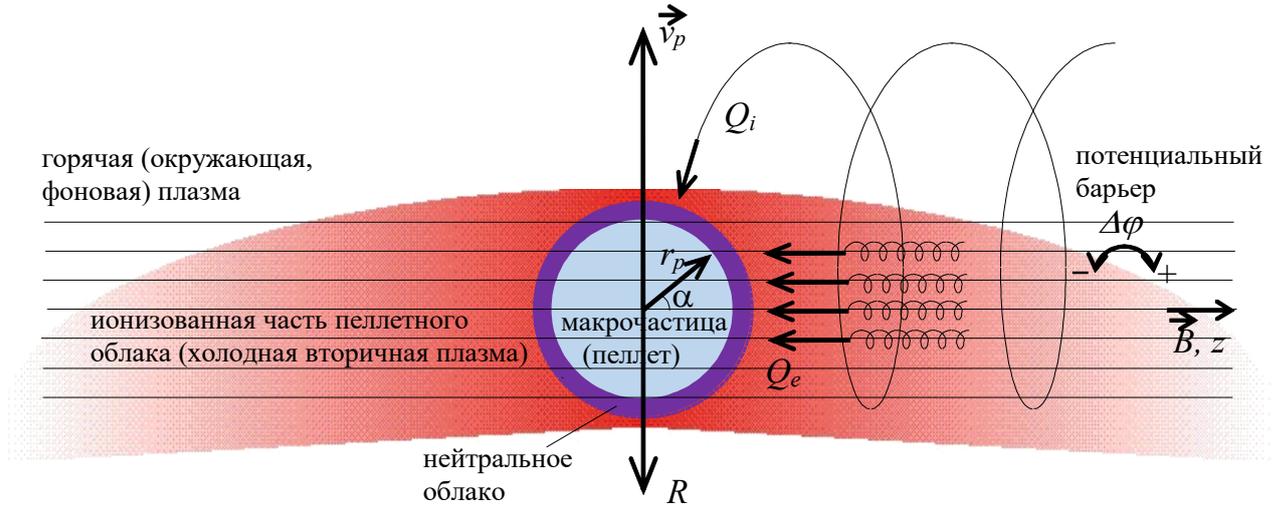


Рисунок 1.1 – Схема испарения макрочастицы в высокотемпературной плазме

В плазме макрочастица оказывается под воздействием поступающего на нее потока тепла, переносимого в основном электронами и ионами. В случае, когда функция распределения частиц фоновой плазмы по скоростям близка к максвелловской, плотности потоков тепла электронов и ионов имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}
 Q_{0e} &= \frac{1}{4} n_e \left( \frac{8T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} 2T_e \\
 Q_{0i} &= \frac{1}{4} n_i \left( \frac{8T_i}{\pi m_i} \right)^{1/2} 2T_i
 \end{aligned}
 \tag{1.1}$$

Здесь  $T_{e,i}$  – температуры электронов и ионов фоновой плазмы,  $n_{e,i}$  – их концентрации, а  $m_{e,i}$  – их массы. В плазме, создаваемой омическим нагревом,  $Q_e \gg Q_i$ , поскольку ионы значительно тяжелее электронов, их поток заметно меньше потока электронов. При дополнительном нагреве плазмы за счет инжекции нейтральных пучков (NBI) или при приложении высокочастотной мощности (ECRH, ICRH), в плазме могут образовываться быстрые электроны и ионы, дополнительно влияющие на испарение [13,14].

На начальной стадии происходит нагрев макрочастицы, во время которого эрозия ее поверхности определяется процессом распыления. На поверхности макрочастицы образуется отрицательный заряд, соответствующий плавающему потенциалу [15], который ограничивает поток тепла электронов и увеличивает поток тепла ионов на поверхность. В конце стадии прогрева температура поверхности макрочастицы достигает температуры сублимации  $T_s$  (например, для водорода  $T_s \approx 14$  К [16], для углерода  $T_s \approx 5000$  К [17]). Далее с поверхности макрочастицы начинается интенсивное

тепловое испарение (абляция), и температура поверхности стабилизируется. Кроме того, при наличии в фоновой плазме заметной популяции быстрых (убегающих) электронов, надтепловые электроны могут вызывать повышенное испарение макрочастицы [5,13].

На стадии испарения вокруг макрочастицы образуется плотное облако нейтральных частиц, с концентрацией, достигающей у поверхности значений до  $10^{19-20}$  атомов/см<sup>3</sup> [17,18,19]. Прогреваемое внешним потоком тепла нейтральное облако расширяется в радиальном (от центра макрочастицы) направлении со скоростями до  $10^{5-6}$  см/с [теория 17,19;эксперимент 20]. На расстояниях порядка  $(3-10) \times r_p$  от макрочастицы атомы ионизируются, создавая облако вторичной плазмы, плотной и холодной по сравнению с плазмой токамака ( $T_{cl} = 1-5$  эВ  $\ll T_e, n_{cl} = 10^{16}-10^{18}$  см<sup>-3</sup>  $\gg n_e$  [теория 17,19; эксперименты 20,21,22]).

По мере удаления поверхности макрочастицы испаренное вещество все сильнее прогревается и начинает ионизоваться. На рисунке 1.2 это иллюстрируется возникновением на некотором расстоянии от макрочастицы диамагнитного тока. Связанная с ним сила Ампера останавливает расширение, происходящее под действием суммарного градиента давления испаренного вещества.

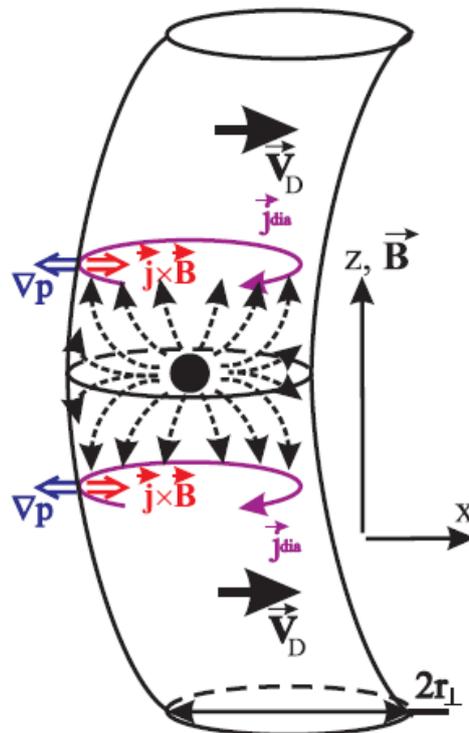


Рисунок 1.2 – Схема движения вещества вблизи испаряющейся макрочастицы [23]

После остановки облака в поперечном направлении оно расширяется под действием градиента давления в продольном направлении. Вторичная плазма растекается вдоль направления магнитного поля и дрейфует в направлении большого радиуса установки в результате поляризации пеллетного облака в неоднородном магнитном поле [24]. Дрейфовые движения облака, как вдоль большого радиуса, так и в поперечном направлении, предсказывались в теоретических работах [17,25,26] и наблюдались экспериментально [20,27,28,29].

Частицы фоновой плазмы расходуют энергию на нагрев, ионизацию, возбуждение частиц облака и на излучение. До поверхности макрочастицы доходит лишь часть первичного потока тепла. Ослабление первичного теплового потока в пеллетном облаке принято называть экранированием, и, в соответствии с механизмом ослабления, экранирование условно делится на нейтральное, плазменное, электростатическое, магнитное.

Нейтральное экранирование, вызванное потерями энергии частиц фоновой плазмы на частицах наиболее плотной - нейтральной - части облака испарения, является основным механизмом экранирования и учитывается во всех моделях испарения макрочастиц.

Плазменное экранирование [30,31] учитывает тот факт, что вторичная плазма разлетается не сферически, а, в основном, вдоль магнитного поля. Плазменная часть облака может давать заметный, по сравнению с нейтральной частью, вклад в экранирование теплового потока налетающих вдоль магнитного поля электронов. С другой стороны, как отмечалось, например, в работе [19], роль плазменного экранирования может уменьшаться из-за развития неустойчивостей в пеллетном облаке, которые могут приводить к существенному снижению интегральной толщины вторичной плазмы.

Электростатическим экранированием называется снижение потока тепла первичных электронов благодаря перепаду потенциала  $\Delta\varphi$  на границе плазменного облака с окружающей плазмой. Этот перепад потенциала возникает вследствие различия подвижностей электронов и ионов, обеспечивая равенство потоков электронов и ионов в облако. В соответствии с одномерной (вдоль магнитного поля) моделью [32],  $\Delta\varphi$  приблизительно равен  $(1-2) \times T_e/e$ , где  $e$  - заряд электрона. В двумерном приближении перепад потенциала  $\Delta\varphi$  может оказаться ниже, чем в одномерном случае [32], например из-за эффекта замыкания токов поперек магнитного поля [33]. Существует также

дополнительный перепад потенциала, связанный с тем, что электроны слабее, чем ионы, тормозятся в плазменном облаке. По оценкам [25,34] для водородных макрочастиц этот дополнительный перепад потенциала не превышает 60-70 В.

Магнитное экранирование потока тепла, поступающего из фоновой плазмы на макрочастицу, связано с вытеснением магнитного поля расширяющимся облаком вторичной плазмы. Движение плазмы поперек магнитного поля искривляет его силовые линии, и тепловой поток электронов, движущихся вдоль силовых линий магнитного поля, “огинает” макрочастицу. Оценки [35] показывают, что этот механизм, незначительный для современных экспериментальных установок, может оказаться существенным в условиях быстрого испарения макрочастиц в токамаке-реакторе.

За время стадии испарения, которая длится порядка 0,1-2 мс, макрочастица постепенно уменьшается в размерах благодаря испарению частиц с ее поверхности, и при этом она проникает вглубь плазмы на расстояние 10-100 см. Исходная форма макрочастицы, инжектируемой в плазму, как правило, цилиндрическая, с примерно одинаковыми диаметром  $2 \times r_{p0}$  и длиной  $l_{p0}$ , или сферическая, с радиусом  $r_{p0}$ . В большинстве моделей испарения рассматривается случай сферической макрочастицы. Для нее эффективная собирающая поверхность относительно электронов равна  $S_p = 2\pi r_p^2$ , поскольку радиус ларморовского вращения тепловых электронов обычно много меньше радиуса макрочастицы  $r_p$ , и можно считать, что поток электронов фоновой плазмы поступает на макрочастицу вдоль силовых линий магнитного поля. Ларморовский радиус для тепловых ионов сопоставим с размерами макрочастицы, поэтому их поток на макрочастицу изотропен, и эффективная собирающая поверхность сферической макрочастицы для них равна  $S_p = 4\pi r_p^2$ . По этой же формуле вычисляется площадь собирающей поверхности макрочастицы для надтепловых частиц. Предположение о сферической форме макрочастицы в большинстве существующих моделей испарения выбирается не только из соображений простоты. В работе [34] такое предположение обосновывается тем, что более острые участки поверхности испаряются быстрее, благодаря чему макрочастица стремится принять форму, близкую к сферической. Однако, существуют и модели, учитывающие эффект несимметричного по поверхности испарения. Например, в работе [34] рассматривается случай, когда макрочастица в процессе испарения принимает форму «чечевицы», расположенной ребром поперек магнитного поля. «Чечевичная» форма макрочастицы может возникнуть, когда испарение происходит в основном под действием потока тепла

электронов фоновой плазмы, а макрочастица не вращается с угловыми скоростями, обеспечивающими многократный ее поворот относительного направления магнитного поля [36]. В модели, развитой в работе [37], форма макрочастицы тоже изменяется в процессе испарения. Там предполагается, что поверхность макрочастицы расплющивается в направлении поперек магнитного поля под действием повышенного давления со стороны испаряющихся частиц, за счет чего ее эффективная собирающая площадь  $S_p$  относительно потока  $Q_{e0}$  на первой половине процесса испарения возрастает до 2-3 раз, по сравнению со случаем сферической макрочастицы. На завершающей стадии испарения в расчетах [37]  $S_p$  начинает снижаться из-за монотонного уменьшения объема макрочастицы вследствие ее испарения.

Скорость испарения макрочастицы  $dN/dt \equiv \dot{N}$  определяется энергетическим балансом

$$\dot{N} = \frac{\delta Q_0 S_p}{\varepsilon_s} \quad (1.2)$$

где  $S_p$  – эффективная собирающая площадь поверхности макрочастицы,

$$\delta = \frac{Q_p}{Q_0} \quad (1.3)$$

- фактор экранирования,  $Q_0 = Q_{0e} + Q_{0i}$  – плотность невозмущенного потока тепла,  $Q_p$  – усредненная по поверхности макрочастицы плотность потока тепла, проникающего к ее поверхности через облако испаренного вещества,  $\varepsilon_s$  – эффективная энергия сублимации материала макрочастицы, которая есть сумма энергии сублимации и энтальпии фазового перехода твердое тело-газ. Например, для водорода  $\varepsilon_s = 0,005$  эВ/ат, для углерода  $\varepsilon_s = 8,8$  эВ/ат, для лития  $\varepsilon_s = 2,09$  эВ/ат, для полистирола  $\varepsilon_s = 1,52$  эВ/мономер, где под мономером понимается одна молекула стирола  $C_8H_8$ . В случае максвелловской плазмы выражение (1.2) может быть записано как

$$\dot{N} = \frac{\delta_e Q_{e0} \cdot 2\pi r_p^2}{\varepsilon_s} \quad (1.4)$$

Фактор экранирования для водородных макрочастиц  $\delta \cong 0,01-0,001$  [25, 34], для тугоплавких примесных макрочастиц (C, Li)  $\delta \geq 0,3$  [18,17,38]. Промежуточным вариантом является случай не тугоплавких примесных макрочастиц, например из полистирола, для них фактор экранирования принимает значения  $\delta \cong 0,02-0,05$ . Модели, описывающие испарение макрочастиц в случаях сильного и слабого экранирования, существенно различаются, поскольку от того, какая часть первичного теплового потока остается в пеллетном облаке, существенно зависят его параметры. Однако, во всех

моделях испарение макрочастицы является самосогласованным процессом, в том смысле, что экранирующая способность облака сбалансирована по количеству тепла, проникающему к поверхности макрочастицы и количеству тепла, определяющему скорость поступления испаренных частиц в облако.

Целью моделирования испарения макрочастицы является вычисление  $\dot{N}$  и (в большинстве моделей) определение параметров пеллетного облака. Входными параметрами для задачи вычисления локальной скорости испарения макрочастицы являются ее скорость  $v_p$  и эффективный радиус  $r_p$ , концентрация атомов  $n_p$ , атомная масса  $A_p$  и заряд ядра  $Z_p$ , энергия сублимации  $\varepsilon_s$ , а так же локальные значения температуры  $T_e$  и концентрации электронов  $n_e$  и ионов  $n_i$  окружающей плазмы, и при наличии заметной популяции надтепловых частиц – их функция распределения по энергии и концентрация. В некоторых моделях необходимо, кроме того, задать локальные значения магнитного поля  $B$  и градиента  $\nabla B/B$ .

Картина испарения в большинстве существующих моделей предполагается квазистационарной, в том смысле, что мгновенное значение скорости испарения вычисляется из предположения о наличии в облаке некоторого установившегося режима, определяемого параметрами макрочастицы и фоновой плазмы на заданной магнитной поверхности. Квазистационарный подход обусловлен тем, что скорость макрочастицы  $v_p$  мала по сравнению со средними скоростями налетающих из фоновой плазмы частиц, а время пролета макрочастицей расстояния, соответствующего характерному поперечному размеру облака испарения, велико по сравнению с обратными частотами процессов, определяющих формирование облака испарения. Уменьшение радиуса макрочастицы  $r_p$  в процессе испарения вычисляется для последовательного ряда точек вдоль траектории макрочастицы, исходя из локальных значений параметров окружающей плазмы ( $T_e, T_i, n_e \approx n_i, B, \nabla B/B$ ) и макрочастицы ( $r_p, n_p, A_p, Z_p, \varepsilon_s$ ). Движение макрочастицы сквозь фоновую плазму учитывается путем изменения локальных значений указанных параметров на каждом шаге.

В предположении сохранения сферичности текущий радиус макрочастицы  $r_p(t)$  в момент времени  $t$  рассчитывается с использованием зависимости скорости испарения  $\dot{N}$  в промежуток времени  $\tau$  от 0 до  $t$ :

$$r_p(t) = \left( r_{p0}^3 - \frac{3m_p}{4\pi\rho_p} \int_0^t \dot{N}(\tau) d\tau \right)^{1/3}. \quad (1.5)$$

Здесь  $r_{p0}$  – начальный радиус макрочастицы,  $\rho_p$  – ее плотность,  $m_p = A_p \cdot m_{aem}$  – масса частиц (атомов, молекул), испаряющихся с поверхности пеллета (г),  $m_{aem} = 1,66 \cdot 10^{-24}$  г - атомная единица массы.

В ряде моделей рассчитывается дополнительное сдувание макрочастицы в случае асимметричного распределения по скоростям частиц фоновой плазмы, влияющих на испарение, либо из-за асимметрии пеллетного облака, которое в разной степени экранирует первичный поток тепла, поступающий на разные участки поверхности макрочастицы. На той стороне, которая подвергается более интенсивной бомбардировке, с поверхности макрочастицы испаряется больше частиц, и ее траектория искривляется под действием возникшей реактивной силы. Например, при омическом нагреве фоновой плазмы наблюдается тороидальное сдувание макрочастицы в направлении навстречу току плазмы [28,34], которое обосновано теоретически [34]. Реактивное сдувание макрочастицы может происходить и при ее асимметричном испарении под воздействием быстрых ионов [14,39]. В экспериментах [40 и др.] наблюдалось радиальное ускорение макрочастицы в направлении внешнего обвода, которое связывали с асимметрией экранирующего макрочастицу облака вследствие его дрейфа в сторону слабого магнитного поля.

При инъекции топливных макрочастиц со стороны сильного магнитного поля [41] экспериментально обнаруживалось увеличение глубины проникновения макрочастиц в плазму по сравнению со случаем инъекции со стороны слабого магнитного поля. Указанное различие нельзя объяснить различием в профилях концентрации и температуры фоновой плазмы, связанным с Шафрановским сдвигом. Выдвигалась гипотеза о «предохлаждении магнитных поверхностей» вследствие того, что часть вещества, испаренного с поверхности макрочастицы, может опережать ее и охлаждать фоновую плазму перед ней, что может быть особенно заметно в случае, когда направление дрейфа сонаправлено с направлением инъекции. С другой стороны, в работе [42] было показано, что в случае инъекции углеродных макрочастиц в плазму стелларатора W7-AS не наблюдалось волны охлаждения, опережающей небольшую примесную макрочастицу. Экспериментально наблюдались и другие явления самоограничения испарения, которые предположительно связывались с «бесстолкновительным» [31] и «адиабатическим» [43] механизмами. Бесстолкновительное самоограничение испарения является следствием ограниченности запаса энергии в объеме локальной магнитной силовой трубки или между магнитными поверхностями, где некоторое время находится поглощающее энергию облако

вторичной плазмы. При прохождении макрочастицей (вместе с ее облаком) рациональной магнитной поверхности (например, с  $q=1$ ), наблюдается уменьшение интенсивности свечения облака [44], которое предположительно связывалось с истощением потока тепла, испаряющего макрочастицу [31]. Самоограничение испарения в адиабатическом приближении [43] предполагается в случаях, когда макрочастица проникает за магнитную ось и далее испаряется в плазме, уже предварительно охлажденной испаренным ею же веществом на внешней части плазменного шнура [39,44]. В данной диссертационной работе перечисленные возможные механизмы самоограничения испарения не рассматриваются, и при дальнейшем изложении параметры фоновой плазмы на магнитной поверхности предполагаются невозмущенными.

Необходимо отметить, что во многих экспериментах с пеллет-инжекцией наблюдается «стратификация» (striations) - периодические колебания интенсивности свечения и размеров пеллетного облака с характерной частотой порядка 100 кГц и характерным масштабом порядка сантиметров [20, 45]. Природа такого нестационарного процесса до сих пор полностью не исследована. В работе [46] недавно была предпринята попытка рассчитать процесс испарения водородной макрочастицы в плазме гелиотрона LHD с учетом стратификации. Для этого по модели [46] рассчитывается нестационарный процесс: образование облака, его остановка магнитным полем и сдувание за счет дрейфа в неоднородном магнитном поле, и далее образование нового плазменного облака после того, как макрочастица вылетает из оставшейся позади плазменной части облака в область с незранированным потоком тепла фоновой плазмы. В модели учтено и влияние надтепловых частиц на испарение. Скорость испарения водородной макрочастицы в плазме LHD, рассчитанная по модели [46] при некоторых подобранных значениях параметров, хорошо описывает экспериментально наблюдаемую интенсивность свечения в линии  $H_{\alpha}$ : частоту всплесков интенсивности, соответствующих центрам «страт», возрастание этой частоты и уменьшение размеров облака по мере проникновения макрочастицы вглубь плазменного шнура. Однако, часть результатов расчетов по модели не согласовались с экспериментальными данными: форма спектров и полная энергия, излучаемая в различных диапазонах длин волн, а также их отношение, которые не воспроизводят результаты экспериментов. Для примесных макрочастиц так же наблюдается явление стратификации облака, например, в случае испарения полистироловых макрочастиц в плазме стелларатора W7-X [45]. Но модели, описывающей это явление для примесных макрочастиц пока не создано.

Существует ряд работ, в которых предпринимались попытки учета влияния надтепловых частиц фоновой плазмы на испарение водородной макрочастицы - например, модели Накамуры [43], Кутеева [34], Пегурье [46], но во всех этих работах остались вопросы, требующие дальнейшего исследования. Повышенное испарение примесных макрочастиц благодаря быстрым электронам при ECRH-нагреве [13], а также под действием быстрых ионов в условиях ICRH или NBI – нагрева [14,39] наблюдалось экспериментально. Однако, учет этого явления выходит за рамки данной диссертационной работы.

Для верификации моделей испарения, учитывающих различные комбинации механизмов экранирования, требуется сравнение результатов их предсказаний с экспериментальными данными.

## **1.2. Исследования испарения макрочастиц и параметров пеллетных облаков**

Экспериментальные методы наблюдения процесса испарения макрочастиц в плазме токамака или стелларатора включают в себя измерения массы макрочастицы (или количества атомов, содержащихся в ней), скорости макрочастицы на выходе ствола инжектора, скорости испарения макрочастицы и глубины ее проникновения в плазму. Фотографирование и спектроскопические измерения излучения светящегося облака вокруг испаряющейся макрочастицы в ряде экспериментов позволяют получить не только распределение интенсивности излучения пеллетного облака в линиях, но и информацию о концентрации и температуре электронов в облаке. В подпараграфе 1.2.1 приведены схемы экспериментов по исследованию испарения примесных макрочастиц на примере стелларатора W7-AS и гелиотрона LHD, поскольку результаты этих экспериментов анализируются в данной диссертационной работе наиболее подробно. Методы и результаты этих измерений кратко описаны в подпараграфах 1.2.2-1.2.3.

### **1.2.1. Схемы исследований испарения макрочастиц**

Схема эксперимента с исследованиями испарения углеродных макрочастиц в стеллараторе W7-AS показана на рисунке 1.3. Сферические углеродные макрочастицы с диаметром в интервале 0,35 - 0,45 мм ускорялись газодинамическим инжектором [47] до скоростей 150 - 400 м/с. Они инжектировались в плазму в направлении магнитной оси снизу вверх под углом примерно  $15^\circ$  к экваториальной плоскости. Концентрация в центре удерживаемого плазменного шнура  $n_{e0}$  варьировалась в интервале  $(0,9 - 9,2) \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. Температура электронов  $T_{e0}$  находилась в интервале 0,6 – 5,5 кэВ и зависела от

выбранной мощности электронного циклотронного резонансного (ЭЦР) нагрева  $P_{ECRH} = (200 - 1200)$  кВт.

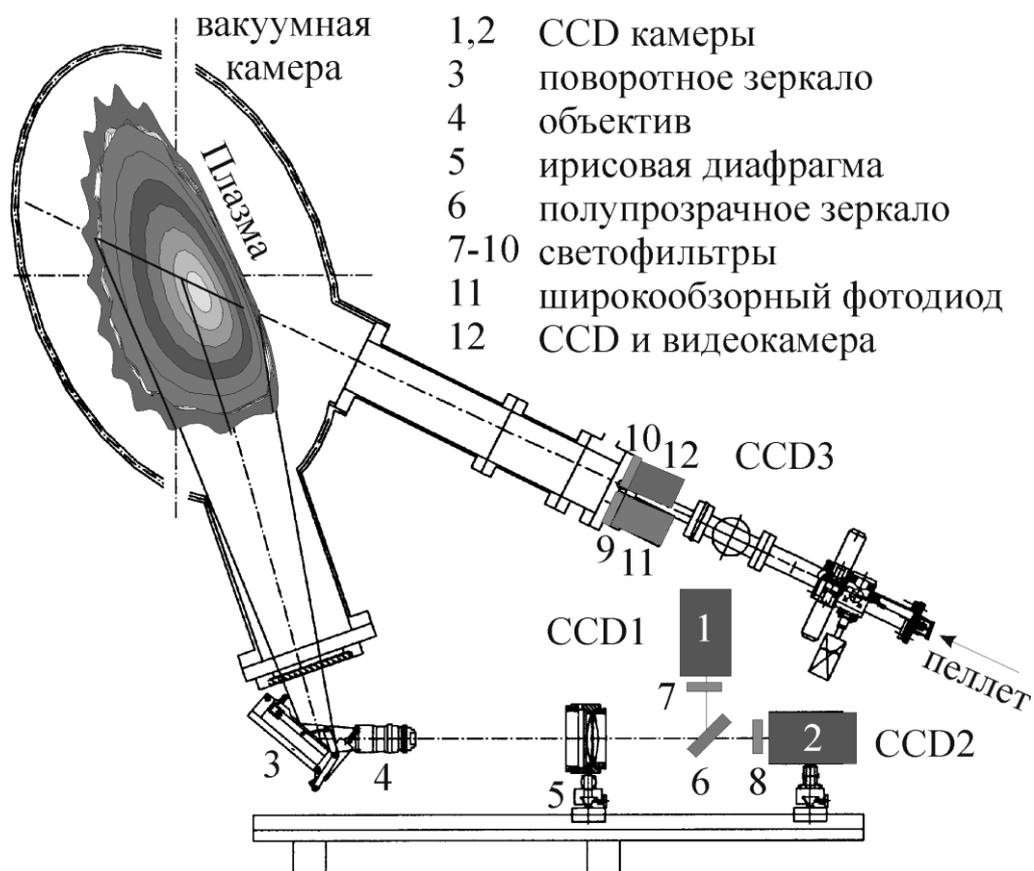


Рисунок 1.3 – Схема эксперимента по наблюдению испарения углеродных пеллетов на стеллараторе W7-AS

Для регистрации излучения при испарении макрочастицы использовались ПЗС- (прибор с зарядовой связью, CCD) камеры (1), (2) и (12), а также оптическая система с интерференционными фильтрами (7), (8) и (10). В Таблице 1.1 приведены параметры фильтров, длины волн и теоретические вероятности наблюдаемых радиационных переходов. При планировании эксперимента были отобраны наиболее сильные отдельно расположенные спектральные линии C I нейтрального углерода и C II-C IV его ионов.

Спектральные линии, которые вносят основной вклад в излучение (исходя из теоретических значений вероятностей переходов) выделены полужирным шрифтом. Линия наблюдения камеры CCD1 и CCD2 располагалась под углом примерно 47 градусов вниз относительно траектории макрочастицы. Камера CCD3 регистрировала излучение облака с направления вдоль траектории макрочастицы.

При получении интегральных фотографий (ИФ) выбиралось время экспозиции 10 миллисекунд, что существенно превышало время испарения, которое составляет примерно 0,5 - 1 миллисекунды. Мгновенные фотографии (МФ) содержали один или несколько снимков (до 10 штук), сделанных с экспозицией от 1 до 5 микросекунд и интервалом между снимками от 10 до 50 микросекунд.

Таблица 1.1 Параметры фильтров, использовавшихся для регистрации излучения углеродных облаков в телллараторе W7-AS.

Фильтр			Линии свечения ионов углерода, попадающие в диапазон			
сокращенное обозначение	центральная длина волны, м	ширина на полувысоте $\Delta\lambda_{FWHM}$ , нм	Ионизационное состояние	длина волны $\lambda$ , Å	переход	вероятность радиационного перехода $A_{ki}$ , $10^8 \text{ c}^{-1}$
720±5	720,6	9,3	C III	7 157,73	$2p(^2P^o)3d - 2s(^2S)5d$	5,32E-04
			C I	7 202,27	$2s^2 2p(^2P^o)3p - 2s^2 2p(^2P^o)5d$	5,19E-03
			C I	7 216,01	$2s^2 2p(^2P^o)3p - 2s^2 2p(^2P^o)6d$	2,36E-03
			<b>C II</b>	<b>7 231,33</b>	<b><math>2s^2 (^1S)3p - 2s^2 (^1S)3d</math></b>	<b>3,52E-01</b>
			<b>C II</b>	<b>7 236,42</b>	<b><math>2s^2 (^1S)3p - 2s^2 (^1S)3d</math></b>	<b>4,22E-01</b>
			C II	7 237,17	$2s^2 (^1S)3p - 2s^2 (^1S)3d$	7,03E-02
			C I	7 241,32	$2s^2 2p(^2P^o)3p - 2s^2 2p(^2P^o)6s$	8,83E-03
723±1	723,5	1,9	<b>C II</b>	<b>7 231,33</b>	<b><math>2s^2 (^1S)3p - 2s^2 (^1S)3d</math></b>	<b>3,52E-01</b>
			<b>C II</b>	<b>7 236,42</b>	<b><math>2s^2 (^1S)3p - 2s^2 (^1S)3d</math></b>	<b>4,22E-01</b>
			C II	7 237,17	$2s^2 (^1S)3p - 2s^2 (^1S)3d$	7,03E-02
			C I	7 241,32	$2s^2 2p(^2P^o)3p - 2s^2 2p(^2P^o)6s$	8,83E-03
770±5	770,6	10,6	C I	7 662,44	$2s^2 2p(^2P^o)3p - 2s^2 2p(^2P^o)5s$	1,20E-02
			C I	7 685,19	$2s^2 2p(^2P^o)3p - 2s^2 2p(^2P^o)5s$	1,14E-02
			C I	7 692,49	$2s^2 2p(^2P^o)3p - 2s^2 2p(^2P^o)5s$	1,18E-02
			<b>C III</b>	<b>7 707,43</b>	<b><math>2p(^2P^o)3p - 2p(^2P^o)3d</math></b>	<b>1,30E-01</b>
			C IV	7 726,2		

Эволюция излучения облака регистрировалась широкообзорным фотодиодом (11) через интерференционный фильтр (9) с разрешением 0,5 – 1 микросекунды. Скорость макрочастицы определялась путём сопоставления сигнала фотодиода с интегральной фотографией, сделанной снизу. При этом предполагалось, что локальная скорость испарения  $dN/dt$  пропорциональна измеряемой интенсивности излучения облака.

Отклонение траектории макрочастицы от оси инъекции определялось по фотографии, сделанной с помощью CCD3. Эта информация позволяла уточнить пространственную привязку траектории к карте магнитных поверхностей. Для

характеристики магнитной поверхности использовался её эффективный радиус  $r_{eff}$ . Детальное описание эксперимента представлено в [48].

Схема эксперимента по исследованиям испарения углеводородных полистироловых макрочастиц в гелиотроне LHD показана на рисунке 1.4. Излучение макрочастицы с помощью миниобъектива (1) направляется в оптический световод и по нему передается в зал диагностик. Там волокна световода разделяются поровну на две части. Первая половина направляет излучение через полупрозрачное зеркало (3) после которого оно через интерференционные светофильтры (4) попадает на вход двух фотоумножителей (5). В системе могут быть установлены светофильтры для регистрации видимого излучения различных спектральных линий: LiI, LiII, SiI, TiI, серия Бальмера водорода и др. Тактовая частота работы детекторов (1) МГц. Вторая половина волокон световода направляется на вход монохроматора Черни-Тёрнера (6), который мог использоваться, например, для измерения средней концентрации электронов в окружающем макрочастицу углеводородном облаке по Штарковскому уширению спектральных линий водорода  $H_{\alpha}$  и  $H_{\beta}$  [49].

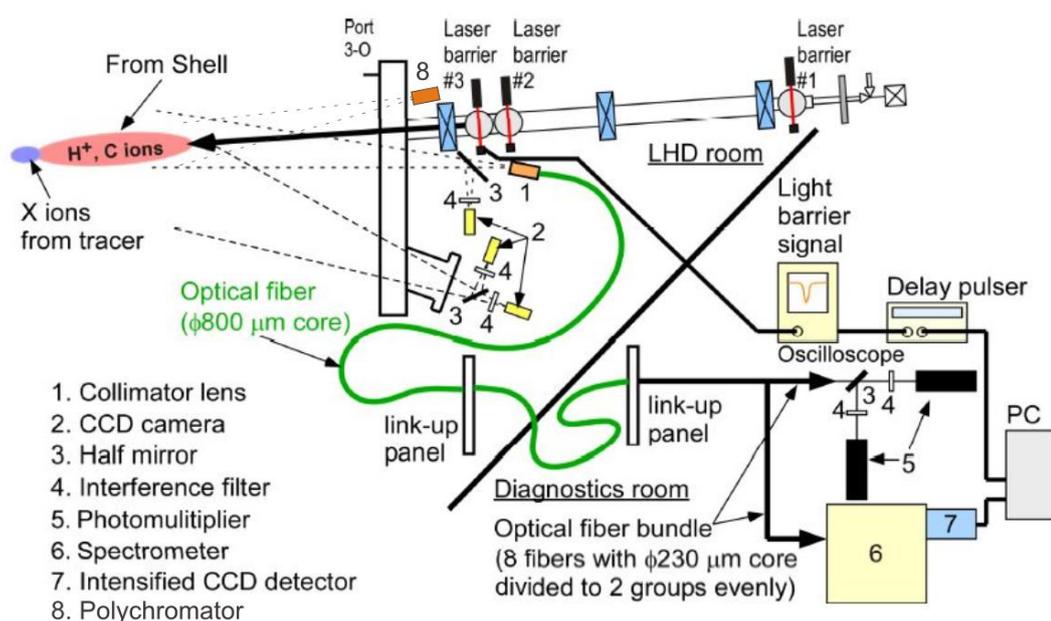


Рисунок 1.4 – Расположение основных спектроскопических диагностик и вспомогательных детекторов для изучения испарения полистироловой макрочастицы на гелиотроне LHD

Монохроматор оснащен детектором (7), который представлял собой ЭОП (электронно-оптический преобразователь) с ПЗС матрицей. Детектор использовался в быстром режиме. Область засветки составляла 42 строки, а скорость смещения в

направлении считывающего регистра была 1 строка за 2 мкс. Таким образом, суммарное время экспозиции составляло 84 мкс. Это позволяло получить примерно 4 - 7 спектрограмм за время испарения макрочастицы в плазме, составляющее от 400 до 600 мкс.

При участии автора диссертационной работы, был разработан способ исследования пространственной структуры углеводородных облаков методом изображающей спектроскопии [49]. Суть данного способа состоит в том, чтобы получить одновременно несколько изображений пеллетного облака в разных спектральных интервалах. Из отношения коэффициента испускания в линии  $H_{\beta}$  к коэффициенту испускания в непрерывном спектре в каждой точке облака можно восстановить пространственное распределение температуры в облаке. Распределение концентрации электронов облака может быть измерено по Штарковскому уширению линии  $H_{\beta}$ , профиль которой получается для каждой точки облака из нескольких изображений облака, сделанных одновременно при помощи набора фильтров в узких спектральных интервалах вблизи длины волны  $4861 \text{ \AA}$ .

В дальнейшем для реализации указанного способа было создано устройство, получившее, по числу каналов, название NIOS (Nine Images Optical System), которое использовалось в экспериментах на гелиотроне LHD [10,11,12,50].

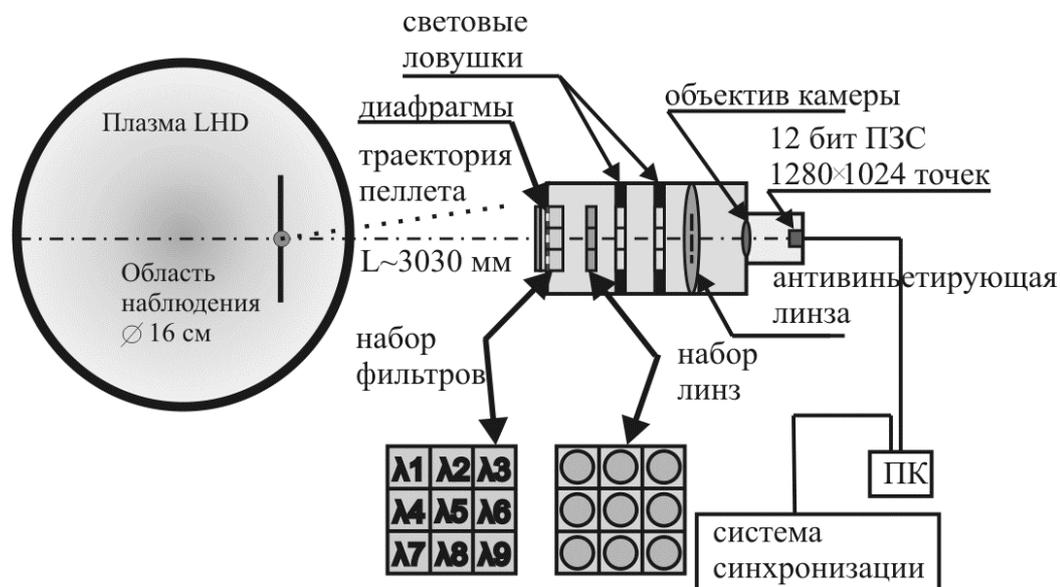


Рисунок 1.5 – Схема изображающего полихроматора NIOS в экспериментах на LHD

На рисунке 1.5 показана схема для измерения размеров облака, пространственных распределений концентрации и температуры электронов вблизи испаряющейся углеводородной макрочастицы [10,11,12] с использованием NIOS. Устройство

позволяло получать мгновенные фотографии излучающих облаков. В экспериментах время экспонирования устанавливалось в пределах 10 - 30 мкс так, чтобы не допускать насыщения матрицы. Это время значительно меньше 400 - 600 мкс, которые требуются для полного испарения макрочастицы. Каждый канал состоит из линзы диаметром 10 мм с фокусным расстоянием 190 мм, диафрагмы и интерференционного фильтра. Параметры последних собраны в Таблице 1.2.

Таблица 1.2 Центральные длины волн (WL), ширины полос пропускания по уровню 50% от максимальной (FWHM) интерференционных фильтров, а также диаметры диафрагм в каналах.

№ фильтра	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
WL, нм	482,7	484,3	485,4	485,6	485,8	486,1	486,9	630,6	486,5	470,0	536,6	724,5
FWHM, нм	0,4	0,3	0,3	0,3	0,3	0,3	0,3	5,0	10,0	9,1	5,0	4,5
Диафрагма Ø, мм	9,0	5,0	3,9	3,6	3,6	3,4	3,9	3,5	1,0	2,0	2,0	1,2

Для получения нескольких точек спектрального профиля линии  $H_{\beta}$  в целях восстановления пространственных распределений концентрации электронов использовалось до семи (1-7 в таблице) интерференционных фильтров (Andover Corporation) с FWHM  $\approx$  (3 – 4) Å. Их центральные длины волн оптимизировались, опираясь на 0-мерные измерения спектра излучения пеллетного облака. Необходимо было обеспечить возможность измерения как малого, так и большого уширения линии  $H_{\beta}$ . Фильтры 8 и 9 предназначены для получения изображений в широком спектральном диапазоне (10 нм) вблизи линии  $H_{\beta}$  и на участке с излучением в непрерывном спектре без линейчатого излучения соответственно. Они использовались для восстановления пространственного распределения температуры электронов в облаке. Через фильтры 10, 11 и 12 регистрировались изображения в спектральных диапазонах вблизи линий углерода: CIII, CI+CII и CII соответственно. Детальное описание экспериментов по исследованию испарения полистироловых макрочастиц в гелиотроне LHD можно найти в [50].

### 1.2.2. Методика измерения скорости испарения макрочастиц

Количество атомов в макрочастице можно найти из прироста концентрации плазмы непосредственно после инъекции, либо при ее пролете через резонатор - по сдвигу резонансной частоты. Размеры макрочастицы, вылетающей из ствола инжектора,

измеряются по ее фотографии. Скорость макрочастицы можно найти по сигналам двух пар излучатель-фотоприемник, установленных вдоль ее траектории.

Измерение скорости испарения водородных [51] и примесных [17] макрочастиц основано на наблюдении в процессе испарения излучения атомов или низкоионизованных ионов пеллетного облака. Предполагается, что в стационарном режиме скорость поступления частиц в облако с поверхности макрочастицы  $\dot{N}$  уравнивается скоростью их ионизации в облаке:

$$\dot{N} = N_{cl} n_e \langle \sigma v_e \rangle_{ion}, \quad (1.6)$$

где  $N_{cl}$  – полное число частиц (атомов или низкоионизованных ионов инжектированной примеси) в облаке,  $n_e$  – концентрация электронов фоновой плазмы,  $\langle \sigma v_e \rangle_{ion}$  – усредненный по их функции распределения скоростной коэффициент ионизации электронным ударом. Если предположить, что облако является оптически тонким для выбранной линии, то интенсивность излучения  $I$  в этой линии пропорциональна скорости возбуждения излучающих частиц:

$$I = N_{cl} n_e \langle \sigma v_e \rangle_{ex} E, \quad (1.7)$$

где  $E$  – энергия наблюдаемого атомного перехода. В случае, если указанные процессы ионизации и возбуждения определяются, в основном, электронами фоновой плазмы, то

$$\dot{N} \propto I \cdot \frac{\langle \sigma v_e \rangle_{ion}}{\langle \sigma v_e \rangle_{ex}}. \quad (1.8)$$

Сечение ионизации и возбуждения атомов электронным ударом пропорциональны друг другу в широком диапазоне энергий столкновения (от 50 эВ до 1 кэВ). Поскольку температура электронов фоновой плазмы  $T_e$  значительно превышает потенциалы возбуждения и ионизации частиц облака, оказывается, что для широкого диапазона температур отношение сечений процессов возбуждения и ионизации электронным ударом приблизительно постоянно. В работе [52] были проведены расчеты по столкновительно-излучательной модели, результаты которых подтвердили предположение о пропорциональности между скоростью испарения  $\dot{N}$  и интенсивностью излучения  $I_{H\alpha}$  линии водорода  $H\alpha$ .

Однако, предположение об оптически тонком пеллетном облаке оказывается не всегда оправданным, как следует из оценок возможного захвата излучения в водородных и примесных пеллетных облаках [53]. В том случае, когда происходит захват излучения в части облака, связь между выходящим излучением и скоростью испарения может быть получена с учетом переноса излучения в пеллетном облаке. В работе [54] реализован

численный расчет по сферически-симметричной гидродинамической модели для водородного облака в предположении ЛТР (локального термодинамического равновесия), когда процесс столкновительной ионизации уравнивается суммой радиационной и трехчастичной рекомбинации. По результатам расчетов в работе [54] сделан вывод о том, что зависимость интенсивности излучения облака в линии  $H_\alpha$  от времени более пикирована к концу испарения макрочастицы, чем временная зависимость скорости испарения. Моделирование, проведенное в работе [46] для водородных макрочастиц, также показывает, что интенсивность излучения водородного облака в различных спектральных диапазонах вблизи линии  $H_\beta$  и в континууме не пропорционально скорости испарения макрочастицы.

В случае примесной макрочастицы, облако которой оптически прозрачно, вывод о пропорциональности  $\dot{N} \propto I$  в общем случае не очевиден, поскольку ионизация и возбуждение частиц облака может определяться не только первичными, но вторичными электронами облака (это будет показано ниже, в Главе 2). В работе [42] приведены результаты расчетов интенсивности излучения в линии CII (723 нм) и скорости испарения  $\dot{N}$ , выполненных по 1,5-мерному коду LLP [55] для экспериментов с инъекцией углеродных макрочастиц в плазму стелларатора W7-AS. В модели [55] предполагается, что ионизация и возбуждение линии CII (723 нм) происходят под действием электронов холодной вторичной плазмы пеллетного облака, а вкладом электронов фоновой плазмы можно пренебречь. В результате было показано, что интенсивность излучения в линии CII

$$I \propto \dot{N}^{2/3}. \quad (1.9)$$

Здесь показатель степени не сильно отличается от 1.

Наличие пропорциональности между  $\dot{N}$  и интенсивностью излучения  $I$  может быть проверено экспериментально из измерений депозиции вещества макрочастиц. Для этого измеряются профили концентрации электронов фоновой плазмы до и после инъекции макрочастицы. При этом необходимо, чтобы выполнялось предположение о том, что испаренное вещество достаточно быстро ионизуется и удерживается вблизи той магнитной поверхности, на которой оно испарилось, а возможные дрейфовые движения испаренного вещества не вызывают заметного перераспределения вещества в пространстве. Кроме того, предполагается, что время заполнения магнитной поверхности испаренным веществом достаточно мало по сравнению с характерным транспортным временем радиальной перестройки профиля плотности, а также по

сравнению с промежутком времени между моментами инъекции и измерения концентрации плазмы. В работах [56,57] было обнаружено, что, в случае инъекции водородных макрочастиц, скорости дрейфовых движений испаренного вещества вдоль большого радиуса токамака в сторону слабого магнитного поля достигают достаточно больших значений  $\sim 10$  км/с. Такие же значения предсказываются в работе [26]. Таким образом, депозиция вещества водородной макрочастицы может сильно отличаться от результатов расчета, опирающегося на значения ее локальной скорости испарения.

Результаты измерений депозиции вещества примесных макрочастиц, проводившихся на установках T-10 [17,58], TFTR [38], W7-AS [59], LHD [60], показали, что депозиция вещества примесных макрочастиц, полученная экспериментально из значений прироста концентрации электронов после инъекции, прилизительно согласуется с результатами расчетов по локальным значениям скорости испарения  $\dot{N}$ , которые, в свою очередь, вычислены в предположении о пропорциональности  $\dot{N} \propto I$ . Влияние возможных дрейфовых движений на перераспределение испаренного вещества незначительно.

Ввиду отсутствия более точных способов определения скорости испарения макрочастицы, интенсивность излучения пеллетного облака используется как экспериментальная величина, по которой можно судить об эволюции скорости испарения макрочастицы во времени  $\dot{N}_{\text{exp}}(t)$ . Более однозначной величиной является длина проникновения макрочастицы в плазму, которая определяется по прекращению свечения пеллетного облака. Большой массив экспериментальных данных о длинах проникновения водородных макрочастиц в плазму нескольких токамаков собран в базе данных IPADBASE [61]. К сожалению, для верификации моделей испарения такой интегральной характеристики оказывается недостаточно. Поэтому при сопоставлении результатов моделирования процесса испарения с экспериментальными данными, регистрируемая интенсивность излучения пеллетного облака принимается, с указанными выше оговорками, в качестве экспериментально измеренной кривой испарения  $\dot{N}_{\text{exp}}(t)$ , абсолютные значения которой нормируются на измеренное количество частиц  $N$  (атомов, мономеров и т.п.) в макрочастице.

### 1.2.3. Характерные параметры светящихся пеллетных облаков

Исследование параметров облака вблизи макрочастицы, образованного испарившимся с ее поверхности веществом, затруднено из-за его быстрого движения,

значительной пространственной неоднородности и короткого времени существования. В этом параграфе кратко приведены наиболее значимые результаты исследований распределения интенсивности свечения и характерных размеров пеллетных облаков вблизи примесных макрочастиц, а также результаты измерений концентрации и температуры электронов облака. Фото/видео и спектроскопические измерения параметров пеллетных облаков проводились на установках T-10 [28], W7-AS [62], LHD [10,11,12,49], TFTR [22,27].

Отправной точкой исследования параметров облаков вблизи испаряющихся углеродных макрочастиц можно считать эксперименты на токамаке T-10 [28], где были проанализированы мгновенные (с экспозицией 5 мкс) и интегральные (с экспозицией 20 мс) фотографии облаков. Они были получены в диапазоне видимого света (от 390 до 700 нанометров). Интенсивность излучения уменьшалась по мере удаления от макрочастицы в направлении как вдоль, так и поперёк магнитного поля. Характерный размер в направлении вдоль магнитного поля,  $l_{||}$ , был примерно пропорционален скорости испарения макрочастицы и принимал значение около сантиметра. Немногочисленные наблюдения углеродных облаков в линиях C I (фильтр с шириной полосы пропускания 10 нанометров и центральной длиной волны 600 нанометров) и C II (фильтр с шириной 10 нанометров, центральной длиной волны 515 нанометров) показали, что интенсивность свечения имеет форму узкого пика на широком пьедестале. Распределения интенсивности свечения в продольном направлении для этих линий не имели существенных отличий. Характерный размер центрального пика интенсивности свечения,  $l_{||,peak}$  был порядка 1 миллиметра и слабо изменялся в процессе испарения. Пьедестал имел размер  $l_{||,ped}$  от 3 до 10 миллиметров. Авторы работы [28] пришли к выводу, что спад интенсивности свечения под действием первичных электронов в области пьедестала облака связан с ионизацией, а формирование центрального пика – с тепловым излучением макрочастицы. Однако из-за ограниченного диапазона параметров плазмы, при которых проведены наблюдения, и небольшого количества данных со спектральным разрешением предложенные механизмы казались недостаточно обоснованными.

Позднее на стеллараторе Wendelstein 7-AS проводились исследования структуры углеродных облаков, наблюдаемых в спектральных интервалах вблизи линий C II и C III в широком диапазоне параметров плазмы [29, 62,63]. Были получены зависимости характерных продольных длин спада интенсивности свечения этих облаков от параметров окружающей плазмы, которые приведены в работе [62] и в Главе 2 данной

диссертационной работы, в виде скейлингов от плотности и температуры электронов фоновой плазмы. Поскольку углеродное облако слабо экранирует поток тепла фоновой плазмы и, соответственно, поглощает лишь небольшую часть первичного теплового потока, предполагалось, что ионизация испаренного вещества вблизи макрочастицы определяется «горячими» электронами фоновой плазмы. В работе [62] был сделан вывод о том, что указанные характерные продольные длины спада интенсивности свечения облаков в линиях СII и СIII, определенные по фотографиям, согласовались с оценками длины ионизации ионов углерода  $C^+$  и  $C^{2+}$  электронами окружающей горячей плазмы в предположении, что скорость продольного разлета облака соответствует температуре 1 эВ. Однако, позднее, в работе [63], данный вывод был уточнен и дополнен, с учетом сведений о, возможно, более высокой температуре облака, при которой становится заметным влияние вторичной плазмы на ионизацию, о чем будет сказано далее. В работе [63] результаты измерений пространственных распределений излучения иона углерода  $C^+$  в линии СII (723 нм), полученных для углеродных облаков в плазме стелларатора W7-AS, были сопоставлены с результатами аналогичных измерений, выполненных для углеводородных облаков на гелиотроне LHD.

В экспериментах с инъекцией полистироловых макрочастиц в гелиотрон LHD [10,11,12] имеется наиболее обширная база данных как по размерам, так и по измерениям концентрации и температуры электронов для углеводородных облаков. Это обусловлено линейным механизмом Штарковского уширения для атома водорода, приводящего к значительному (10 Å и более) Штарковскому уширению его спектральных линий, для характерных значений измеряемой концентрации облака  $n_{cl} \cong 10^{21-23} \text{ м}^{-3}$ . Указанное Штарковское уширение значительно превышает Доплеровское уширение линий  $\leq 1 \text{ Å}$  для характерных значений температуры электронов в пеллетном облаке  $T_{cl} \cong 1-10 \text{ эВ}$ . В результате Штарковский механизм доминирует в совокупности механизмов, определяющих форму и ширину линии, что используется для измерения концентрации электронов пеллетного облака. Кроме того, для макрочастиц, содержащих в своем составе водород, развита методика измерения температуры по отношению интенсивности спектральных линий водорода и непрерывного спектра.

Ниже приведены основные результаты измерений параметров углеводородных облаков в плазме установки LHD.

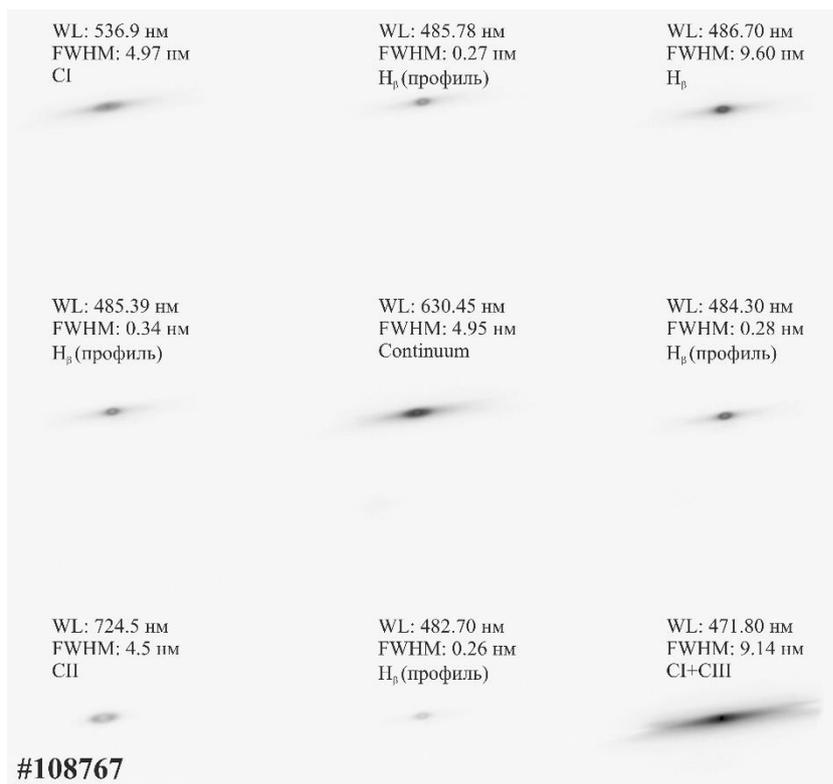


Рисунок 1.6 – Изображения углеводородного облака, полученные полихроматором в разряде LHD #108767

Пример мгновенной фотографии изображающего полихроматора NIOS, полученной в разряде #108767 на гелиотроне LHD [12], показан на рисунке 1.6. Рядом с каждым изображением на рисунке 1.6 указаны параметры фильтров. Видно, что облака имеют аксиально симметричную форму. Направление вытянутости совпадает с направлением магнитного поля. В [10,12] разработан алгоритм восстановления локальных значений коэффициентов испускания и методика определения параметров углеводородных облаков.

Экспериментальные продольные распределения интенсивности излучения атомов и ионов углерода в углеродных и углеводородных облаках показаны на рисунке 1.7. Из этих распределений определены характерные спады интенсивности  $l_{dec}$  в линии C II для первого иона углерода:  $l_{dec} = 2,9$  мм для LHD;  $l_{dec} = 2,0$  мм для W7-AS [63].

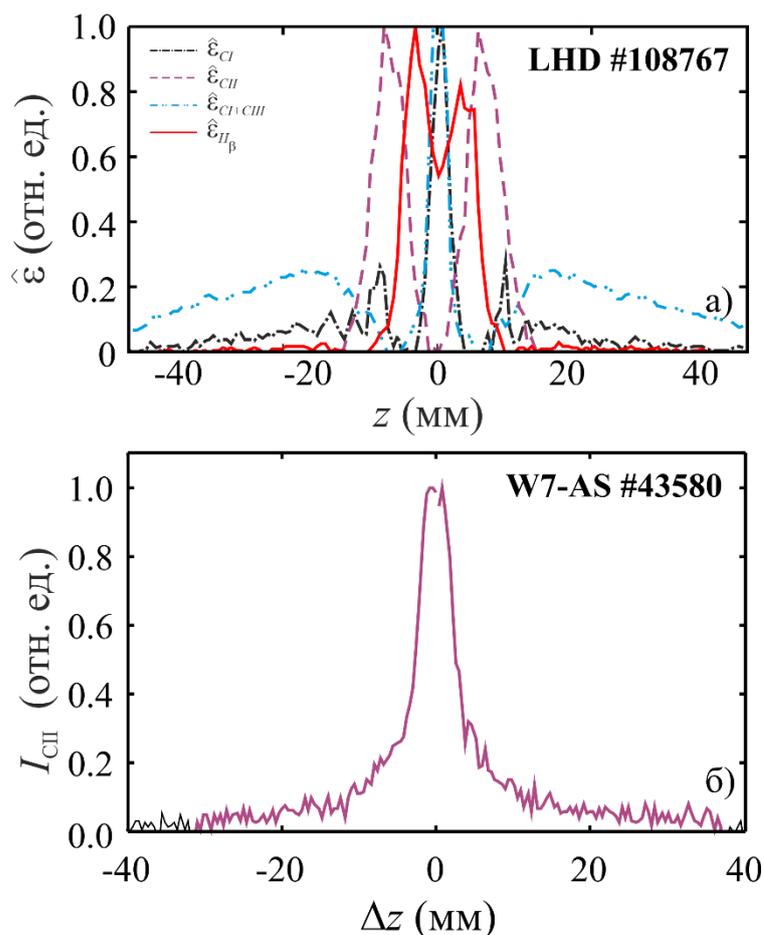


Рисунок 1.7 – (а) - продольные распределения коэффициента испускания на изображениях, полученных через фильтры для линий углерода и водорода в углеводородном облаке в разряде #108767 LHD, после отсечения вклада испускания в непрерывном спектре [12,50]; (б) - продольное распределение интенсивности линии CII в углеродном облаке в разряде #43580 W7-AS [63]

Скорость испарения макрочастицы в зависимости от её координаты вдоль большого радиуса LHD показана на рисунке 1.8. На рисунке также представлены аппроксимации измеренных с помощью диагностики Томсоновского рассеяния распределений концентрации и температуры электронов фоновой плазмы. Момент срабатывания и выдержка полихроматора обозначены с помощью двух вертикальных прямых.

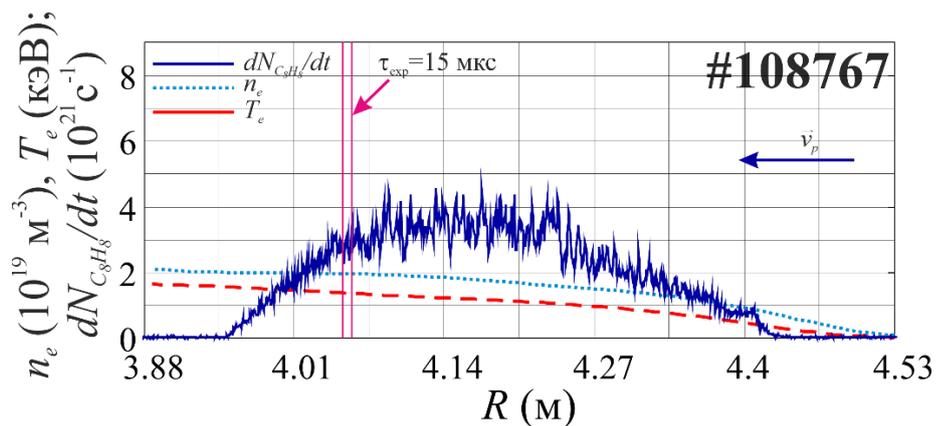


Рисунок 1.8 – Скорость испарения макрочастицы в зависимости от её положения вдоль большого радиуса установки - сплошная кривая. Концентрация и температура электронов фоновой плазмы (по данным Томсоновского рассеяния) - пунктирная и штриховая кривые. Вертикальными прямыми отмечен интервал регистрации изображения полихроматором

В соответствии с [12] характерные продольные и поперечные размеры светящихся в линиях H $\beta$ , C I, C II углеводородных облаков линейно взаимосвязаны между собой. Изучение законов подобия изменения размеров от скорости и текущего радиуса инжектируемой полистироловой макрочастицы, а также от концентрации и температуры электронов фоновой плазмы позволило определить ключевой параметр, определяющий этот размер, а именно отношение невозмущенного потока энергии электронов из плазмы к скорости испарения, что иллюстрируется для поперечного размера облака на рисунке 1.9.

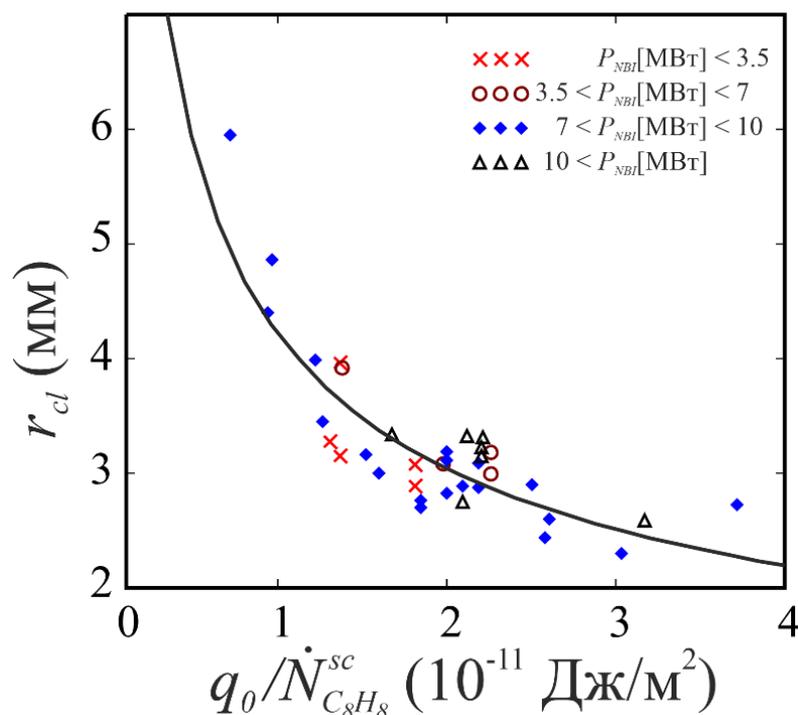


Рисунок 1.9 – Наблюдаемый радиус излучающей области облака в зависимости от отношения невозмущенного потока энергии электронов фоновой плазмы к скорости испарения. Разными значками отмечены группы разрядов с разной мощностью дополнительного NBI-нагрева  $P_{NBI}$  [12]

Для сопоставления вкладов в ионизацию испаренного вещества, связанных с электронами горячей разреженной фоновой плазмы и с электронами плотной холодной плазмы пеллетного облака, необходима информация о температуре  $T_{cl}$  и концентрации  $n_{cl}$  электронов в облаке. Для углеводородных облаков на LHD  $n_{cl}$  и  $T_{cl}$  были получены экспериментально, а для углеродных облаков на W7-AS такие данные отсутствовали, и в Главе 2 диссертационной работы понадобилось сделать оценки для указанных величин. Результаты этих оценок [63] сопоставлялись так же с результатами численного моделирования [55,65], о чем будет сказано ниже.

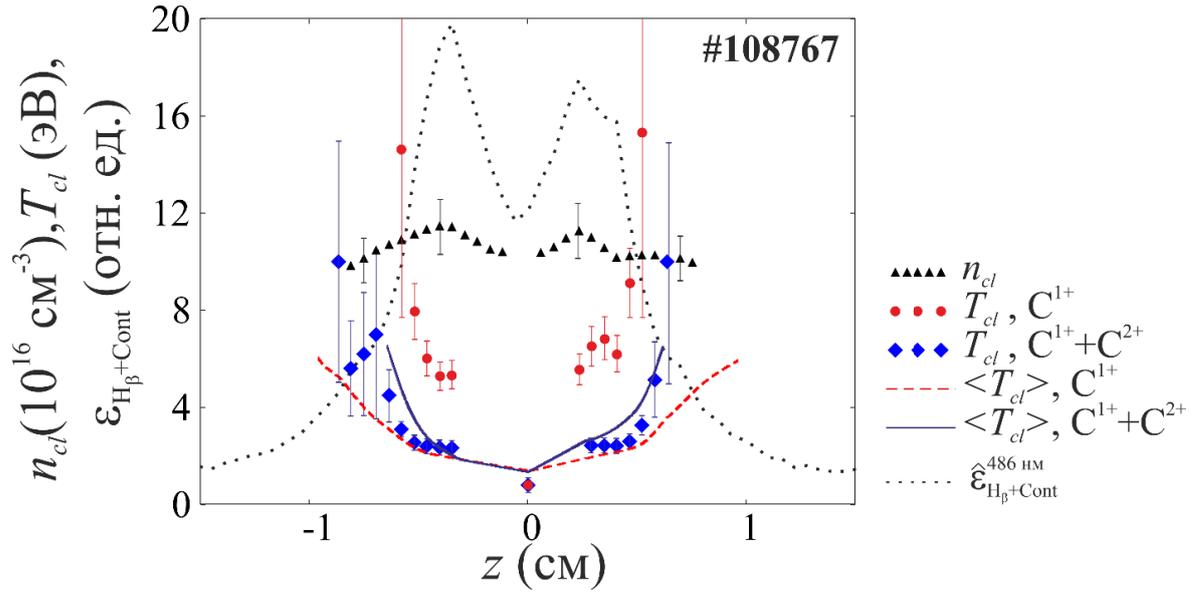


Рисунок 1.10 – Измеренные в LHD [12,50] распределения  $T_{cl}$  на оси пеллетного облака: ромбы и круги - значения рассчитаны из измеренных отношений коэффициента испускания линии  $H_{\beta}$  и непрерывного спектра в предположении ионизации углерода до  $C^{2+}$  и  $C^+$ , соответственно; сплошная и штриховая кривые - по методу минимизации невязки расчетного и измеренного распределений коэффициента испускания линии  $H_{\beta}$  в предположении ионизации углерода до  $C^{2+}$  и  $C^+$ , соответственно.

Треугольники - измеренные значения концентрации электронов. Пунктир – распределение коэффициента испускания на оси облака на изображении, полученном через фильтр для линии  $H_{\beta}$

Параметры для углеводородного облака LHD, измеренные в работах [12,50], показаны на рисунке 1.10 для разряда #108767. Видно, что в данном разряде  $T_{cl} \cong 2-6$  эВ и  $n_{cl} \cong 10^{17}$  см $^{-3}$ .

Необходимо отметить, что значение концентрации электронов в облаке зависит от скорости испарения. Зависимость других параметров облака от скорости испарения также может иметь место. Требуется учет такой зависимости при анализе данных, поскольку регистрация изображений полихроматором может проводиться в различные моменты испарения, то есть в широком диапазоне концентрации и температуры электронов фоновой плазмы, а, значит, и скорости испарения.

Простейшая оценка концентрации тяжелых частиц облака может быть получена из условия материального баланса:

$$2\pi r_{cl}^2 n_{ny} u = \dot{N}, \quad (1.10)$$

где  $n_{avy}$  – средняя по поперечному сечению облака суммарная концентрация атомов и ионов во всех зарядовых состояниях,  $r_{cl}$  – поперечный радиус облака,  $u$  – скорость продольного разлета частиц, которая может быть оценена как произведение числа Маха в облаке  $M = u/c_s$  и ионно-звуковой скорости  $c_s$ . В области первой ионизации, где происходит переход к одномерному продольному разлету, в предположении  $M = 1$ , из (1.10) можно оценить концентрацию электронов облака как

$$n_{cl} = \frac{\dot{N}}{2\pi r_{cl}^2 \cdot c_s}. \quad (1.11)$$

Видно, что концентрация электронов облака пропорциональна скорости испарения. Такая пропорциональность продемонстрирована для случая водородных криогенных макрочастиц в [21], а также иллюстрируется на рисунке 1.11 для случая макрочастиц из полистирола [49].

Измерения концентрации электронов в облаке осуществлялись несколько раз за время испарения с помощью спектрометра, устройство которого кратко описано в подпараграфе 1.2.1. Пример спектра вблизи линии H $\beta$  представлен на рисунке 1.11а. Для вычисления концентрации  $n_{cl}$  (м<sup>-3</sup>) было использовано аналитическое выражение

$$n_{cl} = {}^{1.04}\sqrt{2.38 \times 10^{21} (\Delta\lambda)^{3/2}}, \quad (1.12)$$

где  $\Delta\lambda$  (Å) – ширина на полувысоте измеренного распределения спектральной плотности излучения в окрестности линии H $\beta$ . Приведенное выражение выведено для аппроксимации численных расчетов из [64]. Хотя выбранный метод и не позволяет измерить пространственное распределение концентрации электронов, но с его помощью возможно получить эволюцию средней концентрации электронов облака во времени. Пример приведен на рисунке 1.11б. Показанные на рисунке 1.11 значения  $n_{cl}$  находятся в согласии с оценками, полученными из уравнения (1.11), а также с измеренными  $n_{cl}$  в момент экспозиции полихроматора NIOS, показанными на рисунке 1.10.

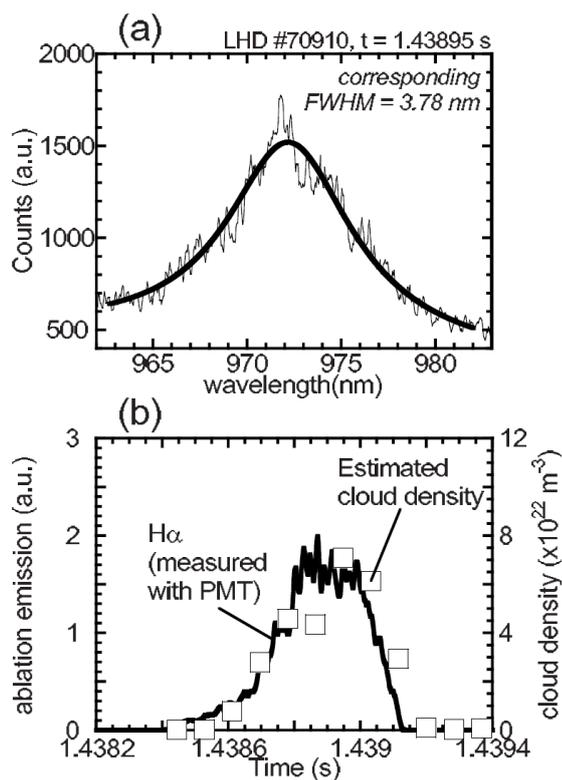


Рисунок 1.11 – (а) измеренная спектральная плотность излучения вблизи  $H\beta$ ; (б) квадраты -концентрация электронов в различные моменты испарения, сплошная кривая – скорость испарения измеренная по распределению интенсивности свечения  $H\alpha$

Экспериментальные данные о концентрации и температуре углеродного облака в плазме стелларатора W7-AS отсутствуют. Теоретически информацию об этих величинах можно получить из расчетов параметров таких облаков с помощью 1,5D MHD кода LLP в оригинальной [55] и доработанной [65] версиях, результаты которых показаны на рисунке 1.12.

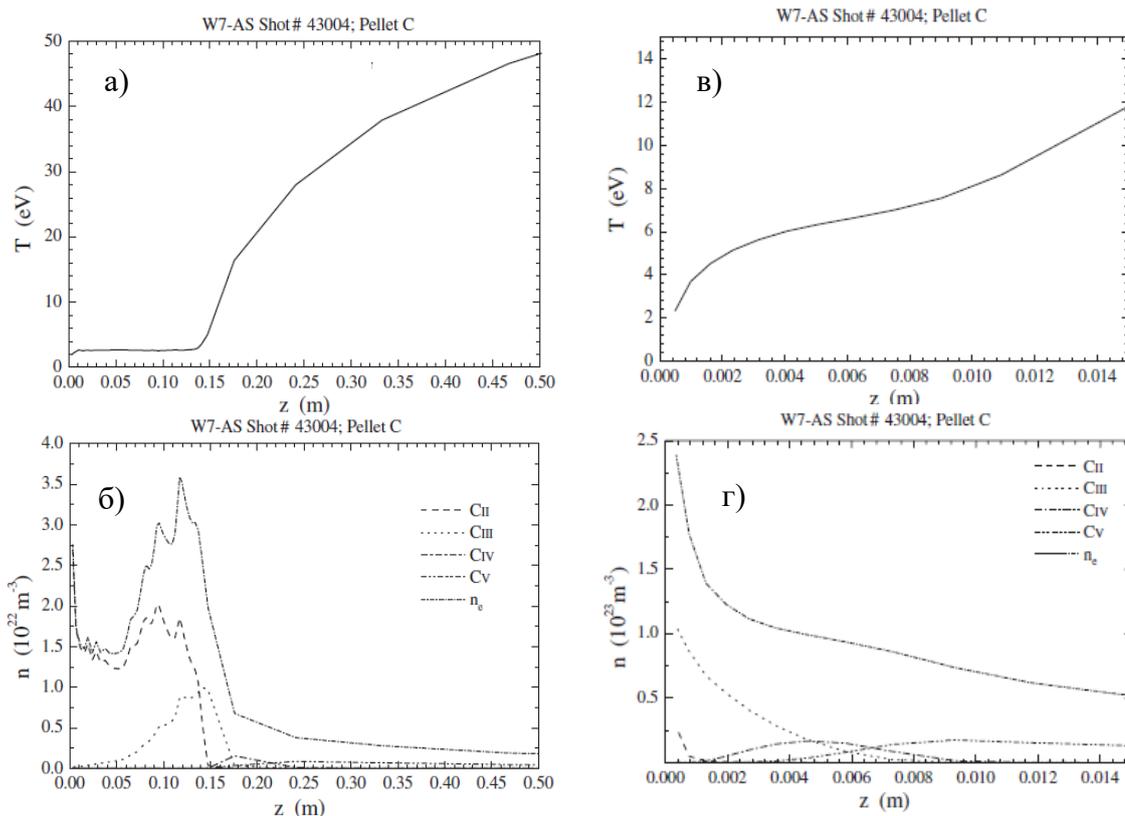


Рисунок 1.12 – Продольное распределение концентрации электронов, а также ионов в различных зарядовых состояниях в углеродном облаке, рассчитанные с помощью 1,5D MHD кода LLP в оригинальном варианте [55] и в доработанной версии [65]

Видно, что расчеты параметров углеродного пеллетного облака [55]  $T_{cl} \cong 2-3$  эВ и  $n_{cl} \cong 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  предсказывают размеры светящихся областей в линии CII значительно больше, чем наблюдаемые в экспериментах (пример на рисунке 1.76). В версии модели [65] при расчетах учтены ионизация из возбужденных состояний и захват излучения в ультрафиолетовой части спектра. Включение этих механизмов в расчет привело к заметному росту рассчитанной температуры облака  $T_{cl} \cong 2-6$  эВ и существенному уменьшению предсказываемых продольных размеров области локализации ионов  $C^+$ , что заметно улучшило согласие с экспериментом. Стоит, однако, отметить что, как видно из рисунка 1.12г, полный размер облака в линии CII иона  $C^+$  в этих расчетах меньше 1 мм, что в несколько раз меньше экспериментально наблюдаемых значений. Такое расхождение указывает на то, что требуется дальнейшая доработка столкновительно-излучательной модели кода LLP для согласования результатов расчетов с экспериментальными данными по размерам углеродных облаков.

Важным физическим механизмом, определяющим формирование плазменного облака и его продольные размеры, а, следовательно, и величину плазменного экранирования, является спад концентрации тяжелой компоненты (сумма концентраций всех ионов одного сорта), которые для углеводородного облака в LHD при анализе его параметров [10,12,50] рассчитывались по формуле

$$n_C = \sum_{i=0}^6 n_{C^{i+}} = n_H = \sum_{i=0}^1 n_{H^{i+}} = n_s \exp\left(-\frac{z - \Delta z_m^{H_\beta}}{\Delta z}\right). \quad (1.13)$$

Данное равенство основано на аналитическом автомодельном решении задачи одномерного разлёта плазмы с постоянной температурой [15], а также на результатах численного моделирования углеродных облаков в работе [65], в которой показано, что область быстрого роста температуры облака расположена вблизи макрочастицы, а по мере удаления от неё температура меняется медленно (см. рисунок 1.12в).

Выполненный в [63] и в Главе 2 анализ фотографий пеллетных облаков, излучающих в линии CII, которые были получены при испарении углеродных макрочастиц в W7-AS и полистироловых макрочастиц в LHD, показал, что 1) величина характерной продольной длины спада в  $e$  раз интенсивности свечения в линии CII составляет несколько (2-4) миллиметров; 2) для объяснения наблюдаемых в экспериментах характерных продольных длин спада излучения CII оказывается недостаточно учитывать вклад только горячих электронов плазмы разряда, а необходимо учитывать также ионизацию первого иона углерода холодными электронами облака; 3) вклад холодных электронов в ионизацию особенно важен в углеводородных облаках, которые сильно экранируют поток электронов, поступающий из горячей плазмы, и основную роль в ионизации разлетающегося испаренного вещества играют холодные электроны облака. Для углеводородных облаков скорость ионизации ионов C<sup>+</sup> холодными электронами облака более чем на порядок превышает скорость ионизации горячими электронами фоновой плазмы. В углеродных облаках вклады в ионизацию горячих и холодных электронов оказываются сопоставимыми.

Далее приводятся данные о параметрах литиевых облаков, измеренных в линии LII (548,5 нм) при инъекции литиевых макрочастиц в плазму токамака TFTR. Они используются в параграфе 4.2 диссертационной работы для интерпретации абсолютных измерений РСХ диагностики альфа-частиц в дейтериево-третиевых экспериментах на TFTR. Абсолютные размеры светящихся облаков сильно зависят от соотношения температуры облака с потенциалами ионизации соответствующих зарядовых состояний инжектируемой примеси.

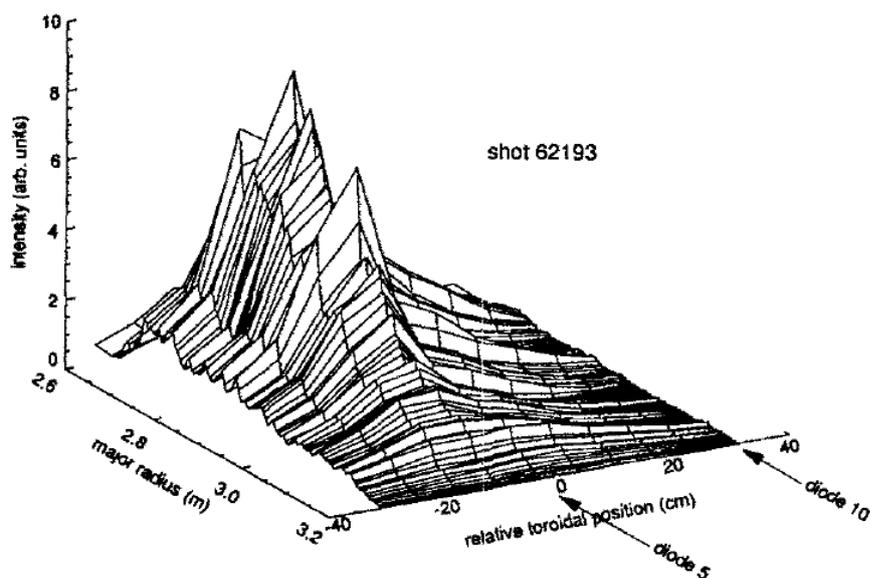


Рисунок 1.13 – Измеренные через интерференционный фильтр линии 548,5 нм иона  $\text{Li}^+$  тороидальные распределения свечения во время проникновения литиевой макрочастицы с периферии в центр плазменного разряда #62193 TFTR [27]

На рисунке 1.13 показаны измеренные в линии 548,5 нм иона  $\text{Li}^+$  тороидальные распределения интенсивности свечения во время проникновения литиевой макрочастицы с периферии в центр плазменного шнура в разряде #62193 TFTR [32]. Видно, что на развитой стадии испарения характерные размеры тороидального спада излучения первого иона достигают 10 см, что существенно больше размера тороидального спада свечения линии  $\text{CII}$  (720 нм) первого иона  $\text{C}^+$ , 2 – 3 мм, при инъекции углеродных макрочастиц в W7-AS и полистироловых макрочастиц в LHD, представленных выше (см. рисунок 1.7).

Как упоминалось выше, температуры в облаке углеродных и углеводородных макрочастиц  $T_{cl}$  варьируются в пределах 2-6 эВ. Для литиевых макрочастиц, по результатам спектральных измерений, усредненных по объемам светящихся облаков, в [22] сообщаются следующие значения: в области излучения линии 670,8 нм нейтрального  $\text{Li}$ ,  $n_{cl} \cong (2 - 4) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , в предположении доминирования Штарковского уширения; в области излучения линии 548,5 нм первого иона  $\text{Li}$ ,  $T_{cl} \cong 10\text{-}15 \text{ эВ}$  и  $n_{cl} \leq 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , в предположении доминирования Доплеровского уширения. В Таблице 1.3 представлены потенциалы ионизации лития и углерода. Исходя из соотношений  $I_{\text{Li}^0}/T_{cl} \leq 1\text{-}2$  и  $I_{\text{Li}^+}/T_{cl}$

$\gg 1$ , качественно можно ожидать распределений свечения, показанных на рисунке 1.13, что подтверждает предположение работы [67] о преобладании в составе литиевого облака гелиеподобного иона  $\text{Li}^+$ . Для углерода соотношения  $I_{C^0}/T_{cl} > 1$ ,  $I_{C^+}/T_{cl} > 1$ ,  $I_{C^{2+}}/T_{cl} \gg 1$  качественно соответствуют распределениям свечения, показанным на рисунке 1.7б.

Таблица 1.3 Потенциалы ионизации водорода и легких примесей в эВ [66].

Атом. №	Элемент	Z = 0	Z = +1	Z = +2	Z = +3	Z = +4	Z = +5
1	H	13,595					
2	He	24,580	54,403				
3	Li	5,390	75,619	122,420			
4	Be	9,320	18,206	153,850	217,660		
5	B	8,296	25,149	37,920	259,298	340,130	
6	C	11,264	24,376	47,864	64,476	391,986	489,840

#### 1.2.4. Модели нейтрального экранирования для топливных макрочастиц

Основным механизмом ослабления теплового потока, проникающего к поверхности макрочастицы сквозь пеллетное облако, является нейтральное экранирование. В ранних моделях испарения водородных (топливных) макрочастиц Паркса [25] и Милоры-Фостера [68] учитывался только этот механизм экранирования, и были сделаны сильные упрощающие предположения. В этих моделях находилось квазистационарное решение системы газодинамических уравнений для нейтрального сферически-симметричного облака, в котором тормозятся электроны фоновой плазмы с моноэнергетической функцией распределения. На основе модели нейтрального экранирования [25] построены законы подобия (скейлинги) Паркса для быстрого расчета глубины проникновения топливной макрочастицы в плазму токамаков и скорости ее испарения. Скейлинг Паркса для скорости испарения топливной макрочастицы  $\dot{N}$  (в атомах/сек):

$$\dot{N} \approx 1.12 \cdot 10^{16} \cdot n_e^{1/3} T_e^{1.64} r_p^{4/3} A_p^{-1/3}, \quad (1.14)$$

где  $A_p$  (а.е.м.) и  $r_p$  (см) – масса атома в атомных единицах и текущий радиус макрочастицы,  $n_e$  (см<sup>-3</sup>) и  $T_e$  (эВ) – концентрация и температура электронов фоновой плазмы на данной магнитной поверхности.

Несмотря на очень существенные упрощения, сделанные в модели [25], оказалось, что глубины проникновения, рассчитанные по скейлингу Паркса, подтверждаются с 30% точностью на большой базе экспериментальных данных по инъекции топливных макрочастиц в плазму различных установок с магнитным удержанием [61]. Глубина проникновения макрочастицы – это интегральная характеристика, не отражающая особенностей изменения скорости испарения вдоль траектории макрочастицы (т.е. во времени). Но, как пояснялось в подпараграфе 1.2.2, глубина проникновения макрочастицы является достоверно измеряемой величиной. Поэтому при создании более сложных моделей и кодов, в которых учитываются различные важные детали процесса испарения макрочастицы, скейлинг Паркса иногда используется для сравнения с результатами расчетов по этим моделям в качестве приблизительно ожидаемой в эксперименте скорости испарения.

Помимо одномерных сферически-симметричных стационарных моделей нейтрального экранирования [25,68], развивались и более сложные модели, в попытке учесть наиболее существенные механизмы, играющие роль в картине испарения. Например, в работах [19,34,69] учитывались немонотонность потока первичных электронов и 2D-эффекты, связанные с тем, что этот поток поступает к поверхности макрочастицы не радиально, а вдоль направления магнитного поля. Все модели нейтрального экранирования (включая численные коды) для расчета скорости испарения водородных макрочастиц ([19,34,25,68,69]) построены на решении газодинамической задачи о квазистационарном разлете нейтрального облака, нагреваемого тормозящимися в нем частицами фоновой плазмы. В Главе 3 данной диссертационной работы развивается модель для испарения примесных макрочастиц [33] на основе модели сильного нейтрального экранирования Кутеева-Цендина [19] и модели сильного нейтрального и электростатического экранирования Кутеева [34], которые построены для топливных макрочастиц. Поэтому ниже в данном подпараграфе описан принцип вычисления скорости испарения в моделях [34,19].

В простейшем случае, когда основная часть внешнего потока тепла переносится электронами, а облако предполагается сферически-симметричным, разлет облака может быть описан системой газодинамических уравнений для сохранения массы, импульса и энергии. Следуя работе [19], можно записать эти уравнения в виде:

$$m\nu R^2 = G, \quad (1.15)$$

$$mnv \frac{dv}{dR} + \frac{d}{dR} nT = 0, \quad (1.16)$$

$$\frac{G}{R^2} \frac{d}{dR} \left[ \frac{\gamma T}{(\gamma-1)m} + \frac{v^2}{2} \right] = Q, \quad (1.17)$$

где  $m$  - масса молекулы газа,  $n$ ,  $T$  и  $v$  - их концентрация, температура и скорость,  $R$  - радиальное расстояние от центра макрочастицы,  $4\pi G = m\dot{N}$  скорость испарения в единицах массы, где  $\dot{N}$  - число испарившихся с поверхности макрочастицы молекул в секунду,  $\gamma$  - показатель адиабаты ( $\gamma=7/5$  для двухатомного молекулярного газа),  $Q = \text{div}(Q_e) = \frac{dQ_e}{dz}$  - плотность мощности, осаждаемой в облаке электронами фоновой плазмы, которая зависит от пройденной ими по облаку интегральной толщины  $S_n$

$$S_n(R) = \int_R^{\infty} n(r) dr, \quad (1.18)$$

Ось  $z$  проходит через центр макрочастицы в направлении вдоль магнитного поля (см. рисунок 1.14), а поток тепла электронов  $Q_e$ , поступающий из фоновой плазмы к макрочастице, направлен в противоположную сторону вдоль оси  $z$ , как отмечалось в параграфе 1.1.

В моделях [25,68] ищется сферически-симметричное решение системы уравнений (1.15 - 1.17) для профилей распределения  $n(R)$ ,  $v(R)$ ,  $T(R)$  по  $R$ . с учетом граничного условия для  $G$  и заданной функции для расчета профиля плотности, выделяемой в облаке мощности  $Q(R)$ . Уравнения и переменные для этого записываются в безразмерном виде. В модели [19] величины  $Q(R)$  и  $G$  параметрически зависят от угла  $\alpha$ , задающего положение локального элемента площади поверхности макрочастицы  $dS_p$  (см. рисунок 1.14). В приближении осевой симметрии относительно оси  $z$  интегрирование по углу  $\varphi$  в [34] сводится к умножению на  $2\pi$ . Ниже в этом подпараграфе приводятся аргументы из работы [19] в пользу того, что основное экранирование имеет место в наиболее плотном и холодном слое испаренного вещества вблизи поверхности макрочастицы. Этот слой является геометрически тонким, а градиенты параметров облака ( $n$ ,  $v$ ,  $T$ ) по углу  $\alpha$  ожидаются существенно меньшими, чем градиенты этих величин по радиусу  $R$ , поэтому в работе [19] ими предлагается пренебречь. В силу этой аргументации, в работах [19, 34] двумерность картины испарения учитывается путем введения параметрических зависимостей  $Q(R, \alpha)$  и  $G(\alpha)$ , а решение для сферически-симметричной задачи считается применимым локально при каждом значении угла для конкретного элемента поверхности.

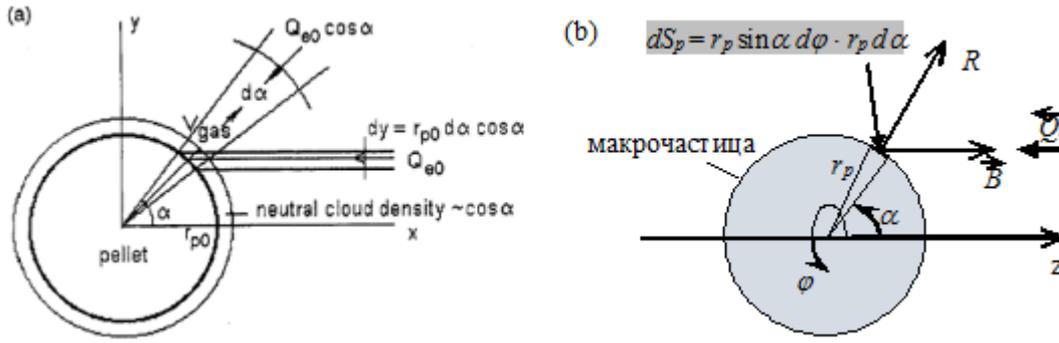


Рисунок 1.14 – (а) Схематическое изображение геометрии задачи из работы [34]. (б) Схематическое изображение геометрических величин, используемых при решении системы уравнений (1.15 – 1.17)

При  $\alpha = 0$  (т.е. для электронов, поступающих на макрочастицу вдоль оси облака) направления вдоль  $R$  и вдоль  $z$  совпадают, и величина  $Q$  определяется выражением

$$Q(S_n(R)) = \frac{dQ_e}{dS_n} \frac{dS_n}{dz} = - \frac{dQ_e}{dS_{n0}} \frac{dS_n}{dQ_e} n = A \cdot a(R) \cdot n(R) \quad (1.19)$$

Здесь  $-A = \frac{dQ_e}{dS_{n0}}$  это производная от плотности потока тепла электронов  $Q_e$  по пройденной интегральной толщине  $S_n$ , вычисленная на внешней границе нейтрального облака, т.е. на бесконечном большом удалении от макрочастицы ( $R \rightarrow \infty$ ,  $S_n \rightarrow S_{n0} = 0$ ,  $Q_e \rightarrow Q_{e0}$ ). Величина

$$a(R) = \frac{dQ_e}{dS_n} / \frac{dQ_e}{dS_{n0}} \quad (1.20)$$

- это безразмерная мощность нагрева на одну частицу облака, которая равна 1 на бесконечности.

Для решения системы уравнений (1.15 - 1.17) нужно знать зависимость  $Q_e(S_n)$ , которая определяется потерями энергии электронов в облаке в результате столкновений и рассеяния. В модели Паркса [25] предполагалось, что функция распределения электронов моноэнергетическая, энергия электрона на бесконечности принималась равной  $E_0 = 2T_e$ , и мощность энерговыделения на частицу облака соответствовала

приблизительно  $a(R) = \left( \frac{E(R)}{E_0} \right)^{1/2}$ , где  $E(R)$  – энергия электронов на расстоянии  $R$  от центра макрочастицы. В модели Милоры и Фостера [68] предполагались так же

моноэнергетическая функция распределения электронов, но ослабление внешнего потока тепла на единицу интегральной толщины  $S_n$  было равномерным, то есть  $a(R) = 1$ . В последующих работах [например, 19,34,69] было учтено максвелловское распределение электронов. В работах [19,34] было показано, что облако оказывается более прозрачным для быстрых электронов из “хвоста” функции распределения. При малых  $S_n$  (т.е. на периферии облака) поглощаются более медленные электроны. Более быстрые электроны, поглощаясь слабее, проникают глубже в облако, при этом эффективная температура электронов постепенно растет с увеличением пройденной ими интегральной толщины  $S_n$ , а их концентрация экспоненциально падает. В итоге, величины  $Q_e(S_n)$  и  $a(S_n)$  быстро падают с ростом  $S_n$ . В работе Кутеева и Цендина [19] функция  $a(S_n)$  была рассчитана для различных значений температуры электронов  $T_e$  первичной плазмы, а результат аппроксимирован экспоненциальной зависимостью

$$a(S_n) = \exp\left(-5.94 \frac{S_n}{S_{n0}}\right). \quad (1.21)$$

Независимо от предположений, сделанных относительно пространственного распределения мощности поглощенной облаком энергии, т.е. от конкретного вида зависимости  $a(S_n)$ , решение системы уравнений (1.15 - 1.17) в сферически-симметричном случае позволяет, используя уравнение (1.18), получить для скорости разрушения поверхности макрочастицы  $dr_p/dt$  приблизительный “газодинамический” скейлинг вида [19]

$$\frac{dr_p}{dt} = -K \cdot \left(\frac{S_{n,pe1}}{r_p \cdot 2n_p}\right) \cdot \left(\frac{r_p(Q_{e0} - Q_{ep})}{mS_{n,pe1}}\right)^{1/3} \approx -K \cdot \left(\frac{S_{n,pe1}}{r_p \cdot 2n_p}\right) \cdot \left(\frac{r_p Q_{e0}}{mS_{n,pe1}}\right)^{1/3}, \quad (1.22)$$

где  $n_p = (2,63, 2,98, 3,15) \times 10^{22}$  молекул/см<sup>3</sup> - молекулярная плотность для, соответственно, H<sub>2</sub>, D<sub>2</sub> (дейтерия), T<sub>2</sub> (третия),  $Q_{ep} = Q_e(S_{n,pe1})$  - плотность потока тепла электронов, дошедшего до поверхности макрочастицы сквозь нейтральное облако, а

$$S_{n,pe1} = \int_{r_p}^{\infty} n(r) dr, \quad (1.23)$$

– интегральная толщина облака, пройденная частицами фоновой плазмы (электронами), по пути от границы нейтрального облака с окружающей плазмой до поверхности макрочастицы. Величина  $(Q_{e0} - Q_{ep})$  характеризует количество тепла, суммарно осаждаемое в облаке тормозящимися в нем электронами. В случае сильного экранирования  $Q_{ep} \ll Q_{e0}$ , и можно считать, что  $(Q_{e0} - Q_{ep}) \approx Q_{e0}$ , то есть практически весь поток тепла первичных электронов поглощается в облаке.

Константа  $K$  в скейлинге (1.22) определяется распределением поглощения энергии первичных электронов в облаке, задаваемым функцией  $a(S_n)$ . Подходы, реализованные в работе Паркса [25] и Милоры [68], предсказывают  $K=0,704$  и  $K=0,58$ , соответственно. В модели Кутеева [34] для «газодинамического» скейлинга использовалась константа  $K = 0,58$  из работы Милоры [68], а в модели Кутеева и Цендина [19] константа  $K=0,383$  была уточнена при кинетическом рассмотрении задачи торможения электронов в облаке. Это уточненное значение будет использоваться далее.

«Газодинамический» скейлинг (1.22) связывает интегральную толщину нейтрального облака  $S_{n,pel}$  со скоростью разрушения поверхности макрочастицы  $dr_p/dt$ , при которой создается облако именно такой интегральной толщины. Из приведенной выше формулы (1.2) получим

$$\left| \frac{dr_p}{dt} \right| \cdot S_p \cdot n_p = \dot{N} = \frac{Q_{ep} \cdot S_p}{\varepsilon_s}, \quad (1.24)$$

откуда

$$Q_{ep} = \left| \frac{dr_p}{dt} \right| \cdot n_p \cdot \varepsilon_s. \quad (1.25)$$

и

$$Q_{ep}(S_{n,pel}) \approx K \cdot \left( \frac{\varepsilon_s \cdot S_{n,pel}}{2r_p} \right) \cdot \left( \frac{r_p Q_{e0}}{m S_{n,pel}} \right)^{1/3}. \quad (1.26)$$

«Газодинамический» скейлинг (1.22), записанный в виде (1.26) показывает, какой должна быть плотность потока тепла, проникающего из фоновой плазмы к поверхности макрочастицы для того, чтобы испаренное вещество создало облако с соответствующим значением интегральной толщины  $S_{n,pel}$  (1.23). Это растущая зависимость  $Q_{ep}(S_{n,pel}) \propto S_{n,pel}^{2/3}$ .

С другой стороны, с ростом  $S_n$  значение  $Q_{ep}(S_n)$  должно падать из-за того, что частицы, поступающие из фоновой плазмы к поверхности пеллета, теряют в облаке тем больше энергии, чем большую интегральную толщину  $S_n$  им приходится преодолеть по пути к макрочастице сквозь облако. В работах [19,34] падающая зависимость  $Q_{ep}(S_n)$  находится с использованием «кинетического» подхода из работы [17], в котором функция распределения электронов  $f_e(E)$  в зависимости от пройденной интегральной толщины  $S_n$  получается из решения кинетического уравнения при неупругом торможении электронов в облаке с заданной функцией потерь  $L_e(E)$ . Функция  $L_e(E)$  определяет потери энергии электронов на единицу длины пути:

$$\frac{dE}{dl} = -n(R(l)) \cdot L_e(E), \quad (1.27)$$

где  $E$  – энергия электронов,  $dl$  – элемент длины вдоль траектории. Приближение, выбираемое для функции потерь  $L_e(E)$ , в разных работах несколько различается. В работе [34] для функции  $L_e(E)$  неупругого торможения электронов на частицах облака используется следующее приближение из [31]:

$$L_e(E) = \frac{2}{4.7 \cdot 10^{14} + 8.0 \cdot 10^{11} \cdot E}, \quad (1.28)$$

где  $L_e(E)$  выражена в эВ·см<sup>2</sup> на одну испаренную молекулу Н<sub>2</sub> (D<sub>2</sub>, T<sub>2</sub>), энергия  $E$  – в эВ. Тогда плотность потока тепла электронов  $Q_e$  после прохождения интегральной толщины  $S_n$  вычисляется как

$$Q_e(S_n) = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\frac{\pi}{2}} \int_{v=0}^{\infty} \frac{mv^2}{2} v \cos \theta f_e(\theta, v) v^2 dv \sin \theta d\theta d\varphi = \frac{4\pi}{m_e^2} \int_{\xi=0}^1 \xi d\xi \int_{E=0}^{\infty} E^2 f_e(E, \xi) dE, \quad (1.29)$$

где функция распределения электронов, прошедших интегральную толщину  $S_n$  равна [34]

$$f_e(S_n, E, \zeta) = \left( \frac{E_{e0}(S_n, E, \zeta)}{E} \right)^{1/2} n_e \exp \left( \frac{-E_{e0}(S_n, E, \zeta)}{T_e} \right) \left( \frac{L_e(E_{e0}(S_n, E, \zeta))}{L_e(E)} \right), \quad (1.30)$$

Здесь  $n_e$  и  $T_e$  – концентрация и температура электронов фоновой плазмы,  $E_{e0}$  – начальная энергия электрона при  $S_n = 0$  (при  $R \rightarrow \infty$ , т.е. на границе облака с фоновой плазмой),  $\zeta$  – питч-угол.

В квазистационарном случае параметры ( $n$ ,  $v$ ,  $T$ ) в облаке устанавливаются таким образом, что достигается баланс по  $S_{n,pel}$  (1.22) двух зависимостей  $Q_{ep}(S_{n,pel})$ , определяемых с помощью «газодинамического» (1.26) и «кинетического» (1.29) подходов [19]. Это балансное значение, получаемое для  $S_{n,pel}$ , будет далее обозначаться как  $S_{n,bal}$ . Из него находится установившееся значение скорости испарения макрочастицы  $\dot{N}$  (1.24). Примеры нахождения  $S_{n,bal}$  и  $\dot{N}$  в модели нейтрального экранирования [33], развитой для примесных макрочастиц, описаны в Главе 3.

Учет двумерного характера поглощения потока тепла pelletным облаком и неравномерного распределения плотности потока тепла  $Q_p$  по поверхности макрочастицы в моделях [19,34] реализован через параметрическую зависимость величин  $Q_p(S_{n,bal})$ , и  $S_{n,bal}$  от угла  $\alpha$  (см. рисунок 1.15) и интегрирование локальной скорости испарения по поверхности макрочастицы.

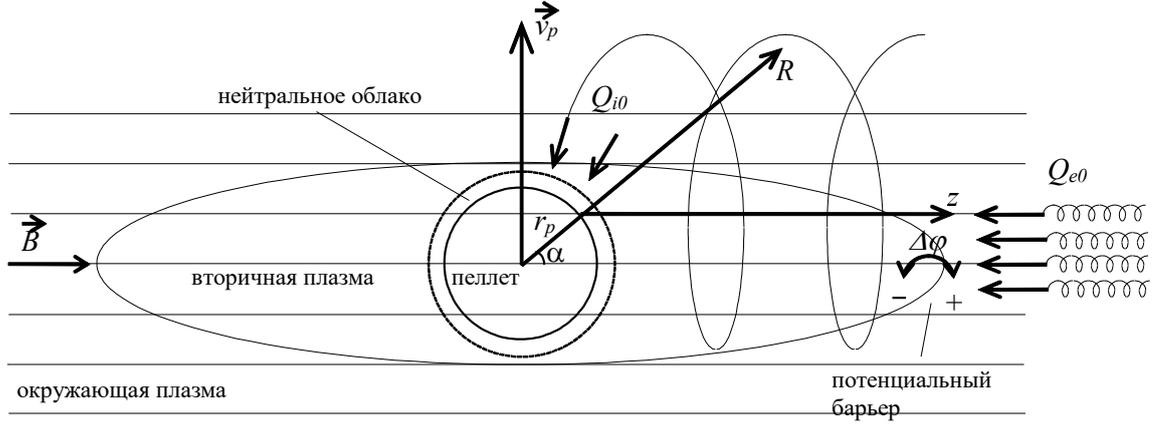


Рисунок 1.15 – Иллюстрация к модели нейтрального и электростатического экранирования [34]

В модели [34] предусмотрена возможность учесть влияние потока тепла ионов на испарение макрочастицы и включить в рассмотрение электростатическое экранирование (при учете которого роль ионов в испарении повышается). Для функции потерь ионов  $L_i(E)$  используется приближение из работы [107]:

$$L_i(E) = 2 \cdot 9.65 \cdot 10^{-17} \cdot E^{0.4}. \quad (1.31)$$

Тогда плотность потока тепла ионов, преодолевших интегральную толщину  $S_n$  нейтрального облака, может быть вычислена как

$$Q_i(S_n) = \frac{4\pi}{m_i^{1/2} (2\pi T_i)^{1/2}} \int_0^1 \zeta d\zeta \int_0^\infty E^2 f_i(S_n, E, \zeta) dE, \quad (1.32)$$

где

$$f_i(S_n, E, \zeta) = \left( \frac{E_{i0}(S_n, E, \zeta)}{E} \right)^{1/2} n_i \exp\left( \frac{-E_{i0}(S_n, E, \zeta)}{T_i} \right) \left( \frac{L_i(E_{i0}(S_n, E, \zeta))}{L_i(E)} \right), \quad (1.33)$$

$T_i$  и  $n_i$  – концентрация и температура ионов,  $E_{i0}$  – их начальная энергия при  $S_n = 0$ .

В двумерном случае интегральная толщина облака  $S_n$  для ионов вычисляется в радиальном направлении. Если таким же способом вычислять  $S_n$  для электронов, то интегральная толщина, пройденная ими вдоль направления магнитного поля (вдоль оси  $z$ ) окажется равной  $S_n/\cos\alpha$ . С другой стороны, плотности потоков тепла, направленных по нормали к поверхности макрочастицы, для электронов и ионов равны, соответственно,  $Q_{ep}\cos\alpha$  и  $Q_{ip}$  (см. рисунок 1.15). Поэтому локальная плотность потока тепла  $Q_p$ , проникающего к поверхности макрочастицы сквозь интегральную толщину всего облака  $S_{n,pel}$  в модели [34] описывается выражением

$$Q_p(S_{n, pel}, \alpha) = Q_e \left( S_{n, pel} / \cos \alpha \right) \cos \alpha + Q_i(S_{n, pel}). \quad (1.34)$$

В случае учета электростатического экранирования, формула для расчета плотности потока тепла электронов  $Q_e(S_n)$  в работе [34] модифицируется следующим образом:

$$Q_e(S_n) \rightarrow Q_e(S_n) \exp\left(\frac{-e\Delta\phi}{T_e}\right). \quad (1.35)$$

Это преобразование основывается на том факте, что после прохождения потоком электронов потенциального барьера  $e\Delta\phi$  их функция распределения по скоростям не изменяется, а эффективная концентрация падает в  $\exp(-e\Delta\phi/T_e)$  раз. Преобразование для потока тепла ионов в случае учета электростатического экранирования здесь не приводится, поскольку их влияние на испарение мало при отсутствии заметных популяций надтепловых частиц в фоновой плазме, а учет вклада быстрых ионов в испарение выходит за рамки диссертационной работы. Однако, следует отметить следующий факт, обсуждавшийся в работе [34]: поскольку поток тепла ионов поступает на макрочастицу в радиальном направлении (см. рисунок 1.15), в отличие от направленного вдоль магнитного поля потока тепла электронов, вклад тепловых ионов в испарение и структуру облака в 2D-модели [34] может быть заметен на «экваторе» макрочастицы ( $\alpha = \pi/2$ ), где поток электронов направлен по касательной к поверхности. Влияние ионов, особенно надтепловых, на испарение становится более заметным при включении в расчет механизма электростатического экранирования [34]. Нагрев облака тормозящимися в нем ионами делает облако более «прозрачным» для электронов, вследствие чего уменьшается локальное значение интегральной толщины облака  $S_{n, bal}$  и повышается локальная скорость испарения в областях с  $\alpha \approx \pi/2$  по сравнению со случаем, когда учитывается испарение макрочастицы только под действием потока тепла первичных электронов. К сожалению, для условий, реализующихся в экспериментах с дополнительным NBI или ICRH нагревом, пока не удалось достичь удовлетворительного согласия с экспериментом кривых испарения  $\dot{N}(t)$ , которые рассчитаны по модели [34], обобщенной на случай материалов с произвольным  $Z$  [33]. Одной из причин расхождения расчета с экспериментом в работе [33] являлся недостаток детальных данных о распределении быстрых частиц по энергиям и в пространстве. Учет влияния быстрых частиц на испарение требует дальнейших исследований.

Учитывая двумерный характер испарения, электростатическое экранирование и вклад ионов в испарение (см. рисунок 1.14), выражение (1.26) можно записать в виде

$$\frac{dr_p}{dt}(\alpha, S_{n, pel}) \approx -K \cdot \left( \frac{S_{n, pel}}{r_p \cdot 2n_p} \right) \cdot \left( \frac{r_p \cdot Q_p(0)}{m \cdot S_{n, pel}} \right)^{1/3}. \quad (1.36)$$

где  $Q_p(0)$  вычисляется при  $S_n = 0$  по формуле (1.34) с учетом выражения (1.35) при наличии потенциального барьера  $e\Delta\varphi$  на границе облака с фоновой плазмой. Полная скорость испарения находится в моделях [34, 19] интегрированием локальной скорости испарения, приходящейся на единицу поверхности

$$\frac{d\dot{N}}{dS_p} = \frac{Q_p(\alpha, S_{n, bal})}{\varepsilon} = -\frac{dr_p}{dt}(\alpha, S_{n, bal}) \cdot n_p \quad (1.37)$$

по поверхности макрочастицы, площадь которой равна  $S_p$ . Здесь  $Q_p(\alpha, S_{n, bal})$  вычисляется по формуле (1.26), учитывая (1.34) в случае электростатического экранирования. Для максвелловской фоновой плазмы  $Q_p \approx Q_{ep}$ , и, как показано в [19,34], интегральная толщина облака  $S_{n, bal}$  не зависит от  $\alpha$ , локальная скорость испарения и  $dr_p/dt$  пропорциональны  $\cos(\alpha)$  (см. рисунок 1.14 (а)), а эффективная собирающая поверхность

макрочастицы для потока электронов  $S_p = 2 \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\alpha=0}^{\frac{\pi}{2}} \cos \alpha \cdot r_p d\alpha \cdot r_p \sin \alpha d\phi = 2\pi r_p^2$ . То

есть, учет 2D характера распределения источника тепла в облаке в [19,34] приводит к уменьшению эффективной собирающей поверхности макрочастицы для потока тепла электронов в 2 раза, по сравнению с величиной  $S_p = 4\pi r_p^2$ , предполагавшейся в сферически-симметричных моделях [25, 68].

В работе Кутеева-Цендина [19] было показано, что учет кинетических эффектов при торможении электронов в облаке сильно увеличивает интегральную толщину нейтрального облака  $S_{n, bal}$ , до 20 раз по сравнению с моноэнергетическим случаем, благодаря чему в [19] делается вывод о доминирующей роли нейтрального экранирования относительно остальных механизмов (в частности, плазменного экранирования). Рост  $S_{n, bal}$  для нейтрального облака при кинетическом рассмотрении связан с тем, что на подлете к поверхности макрочастицы эффективная температура горячих электронов растет, они меньше теряют энергию, чем в моноэнергетическом приближении, соответственно, хуже нагревают облако, и оно становится более холодным и плотным вблизи поверхности макрочастицы. Дозвуковая область в модели

Кутеева-Цендина [19] составляет  $\sim 2r_p$ , в сравнении с множителем 1,33 в модели Милоры [68] и 1,6 в модели Паркса [25].

Несмотря на существенное отличие в структуре нейтрального облака, итоговая скорость испарения макрочастицы, вычисленная по модели Кутеева-Цендина [19] для омической плазмы без дополнительного нагрева, оказывается приблизительно той же, что и в моделях [25, 68], построенных в предположении о сферической симметрии нейтрального облака и моноэнергетическом пучке первичных электронов. По аналогии со скейлингом Паркса (1.14), в работе [19] был получен скейлинг Кутеева-Цендина для расчета скорости испарения топливной макрочастицы  $\dot{N}$  (в атомах/сек) в максвелловской плазме:

$$\dot{N} \approx 2 \cdot 10^{14} n_e^{0.453} T_e^{1.72} r_p^{1.443} A_p^{-0.283}, \quad (1.38)$$

где  $r_p$  (см) и  $A_p$  (а.е.м.) – радиус макрочастицы и масса ее атома в атомных единицах,  $n_e$  (см<sup>-3</sup>) и  $T_e$  (эВ) – концентрация и температура электронов фоновой плазмы.

Выводы, аналогичные выводам Кутеева и Цендина [34, 19] были сделаны так же и в работе Макалая [69]: при учете максвелловского распределения электронов по скоростям результат расчета скорости испарения в [69] оказывается в  $\sim 4$  раза выше, чем при моноэнергетическом подходе, а учет несферичности разлетающегося нейтрального облака, с помощью расчетов по 2D-коду, уменьшает скорость испарения в  $\sim 2$  раза по сравнению со сферически-симметричной 1D-моделью. Дополнительный учет электростатического экранирования может привести к дополнительному снижению скорости испарения в  $\sim 2$  раза, а более аккуратный учет деталей атомных процессов - к снижению  $\dot{N}$  еще на 25-30%. В итоге, с учетом всех указанных эффектов, результат вычисления  $\dot{N}$  получается приблизительно тот же, что и в ранних моделях [25, 68]. По результатам численных расчетов по 2D-коду в работе [69] был получен следующий скейлинг для скорости испарения топливной макрочастицы  $\dot{N}$  (в атомах/сек):

$$\dot{N} \approx 1.65 \cdot 10^{15} \cdot n_e^{0.35} T_e^{1.87} r_p^{1.26}, \quad (1.39)$$

где  $r_p$  (см) – радиус макрочастицы,  $n_e$  (см<sup>-3</sup>) и  $T_e$  (эВ) – концентрация и температура электронов фоновой плазмы. Простая оценка на основе оценок параметров облака и скорости испарения макрочастицы в [69] дает

$$\dot{N} \approx 3 \cdot 10^{15} \cdot n_e^{1/3} T_e^{11/6} r_p^{4/3}. \quad (1.40)$$

Для удобства сравнения, скейлинги для вычисления скорости испарения макрочастиц, полученные в работах разных авторов, собраны в Таблице 1.4. Приведены

скейлинги как для топливных, так и для примесных макрочастиц из материалов с произвольным значением  $Z$ , речь о которых пойдет в следующем подпараграфе.

Таблица 1.4 Законы подобия (скейлинги) для вычисления скорости испарения макрочастицы  $\dot{N}$  по известным локальным значениям концентрации  $n_e$  и температуры  $T_e$  электронов фоновой плазмы, атомной массы  $A_p$  материала макрочастицы и текущего значения ее радиуса  $r_p$ .

Источник	Особенности	Скейлинг для $\dot{N}$ (в атомах/сек), где $n_e$ (см <sup>-3</sup> ), $T_e$ (эВ), $r_p$ (см), $A_p$ (а.е.м.)
Паркс, ... [25] Милора, Фостер [68]	нейтральное облако 1D, ф.р. электронов моноэнергетическая	$1.12 \cdot 10^{16} \cdot n_e^{1/3} T_e^{1.64} r_p^{4/3} A_p^{1/3}$ (1.14) на основе 1D модели
Пегурье, ... [70], Гарзотти, ... [71]	нейтральное облако 1D, ф.р. электронов по энергии аппроксимирована несколькими группами	$C \cdot n_e^{0.4022} T_e^{1.71} r_p^{1.405} B^{-0.0189} R^{-0.0940}$ (*) (1.44) из результатов моделирования по нестационарному 1D коду, учитывающему влияние магнитного поля $B$ на поперечный размер облака
Макалей [69]	нейтральное облако 2D, ф.р. электронов максвелловская	$1.65 \cdot 10^{15} \cdot n_e^{0.35} T_e^{1.87} r_p^{1.26}$ (1.39) ↑ из результатов моделирования по 2D коду $3 \cdot 10^{15} \cdot n_e^{1/3} T_e^{11/6} r_p^{4/3}$ (1.40) ↑ аналитическая оценка для 1D облака
Кутеев [34] Кутеев, Цендин [19]	нейтральное облако 2D, ф.р. электронов максвелловская	$3.46 \cdot 10^{14} n_e^{0.453} T_e^{1.72} r_p^{1.443} A_p^{-0.283}$ (без учета распределения электронов по скоростям) $2 \cdot 10^{14} n_e^{0.453} T_e^{1.72} r_p^{1.443} A_p^{-0.283}$ (1.38) (с учетом максвелловского распределения)
Рожанский, Сениченков [72]	экранирование нейтральное, плазменное и электростатическое с потенциалом $e\Delta\phi = 2T_e$ функция распределения электронов моноэнергетическая, с попыткой учесть немоноэнергетичность введением параметра $\alpha$	$\dot{N} = 7.1 \cdot 10^{23} \cdot \alpha^{8/3} \cdot [Z \cdot (Z+1)]^{2/3} \cdot r_p^{4/3} \cdot n_e^{1/3} \cdot T_e^{11/6} \cdot \mu_I^{-1/3}$ (1.41) NGS $\dot{N} = 0.89 \cdot 10^{24} \cdot \alpha^2 \cdot [Z \cdot (Z+1)]^{1/2} \cdot r_p^{3/2} \cdot n_e^{1/2} \cdot T_e^{7/4} \cdot \mu_I^{-1/4} \cdot T_p^{1/4} \cdot E_i^{-1/2}$ (1.42) NGPS $\dot{N} = 0.33 \cdot 10^{24} \cdot \alpha^2 \cdot [Z \cdot (Z+1)]^{1/2} \cdot r_p^{3/2} \cdot n_e^{1/2} \cdot T_e^{7/4} \cdot \mu_I^{-1/4} \cdot T_p^{1/4} \cdot E_i^{-1/2}$ (1.42) NGPES
Сергеев и др. [33]	нейтральное облако 2D, ф.р. электронов максвелловская	$\dot{N} \approx 1.94 \cdot 10^{14} n_e^{0.45} T_e^{1.72} r_p^{1.44} \varepsilon^{-0.16} A_p^{-0.28} Z_p^{-0.56} (\gamma - 1)^{0.28}$ (3.12)

(\*)  $r_p$  (мм) – радиус макрочастицы,  $n_e$  ( $10^{19}$  м<sup>-3</sup>) и  $T_e$  (кэВ) – концентрация и температура электронов фоновой плазмы,  $B$  – магнитное поле (Тл),  $R$  – большой радиус установки (м),  $n_p$  – концентрация атомов в макрочастице.

Следует отметить, что успех модели нейтрального экранирования Паркса для водородных макрочастиц [25], не учитывающей многих важных деталей процесса испарения, связан со следующими обстоятельствами: 1) вследствие того, что самая холодная и плотная часть облака расположена в очень тонком слое вблизи поверхности макрочастицы, нейтральное экранирование оказывается доминирующим механизмом [19]; 2) по мере прохождения первичных электронов сквозь облако, их эффективная температура немного растет (и, соответственно, падают потери энергии), а концентрация электронов падает практически экспоненциально с ростом  $S_n$ . Вместе с тем, как следует из скейлингов (1.14, 1.39, 1.38, 1.41), скорость испарения слабо зависит от  $n_e$  - как  $n_e^{0,3-0,5}$ , и поэтому падение  $n_e$ , допустим, на порядок приводит к падению  $\dot{N}$  всего в  $\sim 2$  раза. Интегральная толщина облака самосогласованно «подстраивается» так, чтобы большая часть  $q_{e0}$  задерживалась в ионизованной части облака, а высокоэнергичные частицы пролетали ионизованную часть и тормозились в нейтральной части вблизи поверхности макрочастицы. Учет плазменного экранирования может уменьшать скорость испарения в  $\sim 2$  раза по сравнению со случаем только нейтрального экранирования [72]; 3) различные механизмы (например, электростатическое и плазменное экранирование, распределение первичных электронов по энергии, влияние быстрых частиц фоновой плазмы на испарение макрочастицы, неоднородность испарения по поверхности макрочастицы, двух- или трех- мерная структура облака с учетом возможных дрейфовых движений, атомные процессы и возможное запираение излучения в облаке, и т.д....) могут существенно влиять на картину испарения, и, как отмечалось во многих работах, например, [5,19,69,72], влияние этих механизмов зачастую разнонаправлено и может взаимно компенсироваться, давая в общей сложности результат, близкий к расчету по модели нейтрального экранирования Паркса [25].

Кроме того, следует еще отметить, что расчет потенциала между пеллетной и фоновой плазмой в одномерном приближении [15] дает предсказания  $e\Delta\phi/T_e \cong 1$ . Учет такого электростатического экранирования, как показано в работе [33], как для тугоплавких макрочастиц при  $(1-\delta) \ll 1$ , так и для легкоплавких макрочастиц при  $\delta \ll 1$ , приводит к заметному расхождению с экспериментальными скоростями испарения. Причиной такого расхождения может быть существенное завышение  $\Delta\phi$  в одномерном приближении. Оценки, сделанные в работе [33] для двумерной схемы «короткого замыкания» продольного тока электронов поперечным током ионов в пеллетном облаке

показывают, что для условий экспериментов с инъекцией углеродных макрочастиц в установки T-10 и W7-AS можно ожидать  $e\Delta\phi/T_e \leq 0,3$  (см. детали в Главе 3).

### 1.2.5. Модели нейтрального экранирования для примесных макрочастиц

Картина испарения примесных макрочастиц, исследованию которого посвящена Глава 3 диссертационной работы, может существенно различаться для тугоплавких и легкоплавких макрочастиц.

Тугоплавкие макрочастицы отличаются большой энергией сублимации материала  $\varepsilon_s$ . В случае углерода, например,  $\varepsilon_s = 8,8$  эВ/атом [17]. При большой энергии сублимации макрочастицы и, одновременно, при не слишком высоких значениях температуры и концентрации электронов фоновой плазмы оказывается, что лишь малая часть первичного потока тепла экранируется облаком, а основная часть потока тепла из фоновой плазмы доходит до поверхности макрочастицы. Это случай так называемого «слабого экранирования» ( $1-\delta \ll 1$ ), который реализовывался, например, в экспериментах с инъекцией углеродных макрочастиц в плазму токамака T-10 [17]. В таких условиях испарение хорошо описывается моделью слабого нейтрального экранирования Кутеева, Сергеева, Цендина [17]. Формулы этой модели, полученные в работе [17] аналитическим путем в приближении ( $1-\delta \ll 1$ ), приведены в Главе 3.

К легкоплавким макрочастицам относятся макрочастицы с низкой энергией сублимации материала (например, в случае полистирола, для отрыва одного мономера  $C_8H_8$  с поверхности требуется энергия около 1,5 эВ), и для них картина испарения похожа на ту, которая имеет место в случае топливных макрочастиц, когда практически весь первичный тепловой поток экранируется облаком, а до поверхности макрочастицы доходит лишь малая часть. Это случай так называемого «сильного экранирования»  $\delta \ll 1$ , и он реализуется при испарении примесных макрочастиц в плазме с высокими значениями температуры и концентрации электронов, приближающимися к условиям реактора. Поэтому в работе [33] было сделано обобщение модели испарения топливных макрочастиц [19] на случай примесных макрочастиц в условиях, когда экранирование можно считать сильным  $\delta \ll 1$ . Эта модель, а также полученные по ней скейлинги для расчета скорости испарения примесных макрочастиц описаны в Главе 3. Скейлинг для расчета  $\dot{N}$  по указанной модели приведен в Таблице 1.4.

На основе подобных оценок, похожих на оценки из работы [69] для торможения моноэнергетического потока тепла электронов в 1D нейтральном облаке, в работе

Рожанского и Сениченкова [72] был получен следующий скейлинг для скорости испарения  $\dot{N}$  макрочастиц из материалов с произвольным  $Z$ :

$$\dot{N} = 7.1 \cdot 10^{23} \cdot \alpha^{\frac{8}{3}} \cdot Z \cdot (Z+1) \cdot r_p^{\frac{4}{3}} \cdot n_e^{\frac{1}{3}} \cdot T_e^{\frac{11}{6}} \cdot \mu_l^{-\frac{1}{3}}. \quad (1.41)$$

где  $r_p$  (см) – радиус макрочастицы,  $n_e$  (см<sup>-3</sup>) и  $T_e$  (эВ) – концентрация и температура электронов фоновой плазмы,  $\mu$  и  $Z$  – масса (в а.е.м) и зарядовое число частицы облака. Параметр  $\alpha \geq 1$  - параметр “немоноэнергетичности”, с помощью которого в работе [72] учитывается, что на бесконечности (т.е. на границе нейтрального облака и фоновой плазмы) скорость электронов  $V^{(\infty)}$ , способных проникнуть к поверхности макрочастицы, оценивается величиной  $V^{(\infty)} = \alpha V_T$ , которая в  $\alpha$  раз больше средней тепловой скорости  $V_T = \sqrt{2T_0 / m_e}$ . Случаю моноэнергетического потока первичных электронов соответствует значение  $\alpha = 1$ . Для случая нейтрального и плазменного экранирования скейлинг для расчета  $\dot{N}$  из работы [72], имеет вид

$$\dot{N} = 0.89 \cdot 10^{24} \cdot \alpha^2 \cdot [Z \cdot (Z+1)]^{-\frac{1}{2}} \cdot r_p^{\frac{3}{2}} \cdot n_0^{\frac{1}{2}} \cdot T_0^{\frac{7}{4}} \cdot \mu_l^{-\frac{1}{4}} \cdot T_p^{\frac{1}{4}} \cdot E_i^{-\frac{1}{2}}, \quad (1.42)$$

где  $r_p$  (см) – радиус макрочастицы,  $n_0$  (см<sup>-3</sup>) и  $T_0$  (эВ) – концентрация и температура электронов фоновой плазмы,  $\mu$  и  $Z$  – масса (в а.е.м) и зарядовое число частицы облака,  $T_p$  – характерная температура облака (эВ),  $E_i$  – потенциал ионизации (эВ). Параметр  $\alpha \geq 1$  - параметр “немоноэнергетичности”,

В работах [73, 74] Парксом и коллегами также разрабатывались модели нейтрального экранирования, реализованные в виде численных кодов для расчета скорости испарения примесных макрочастиц с низким значением  $Z$ . В работе [38] показано что расчетные глубины проникновения по моделям [17] и [73] неплохо совпадают друг с другом, что иллюстрируется на рисунке 1.16.

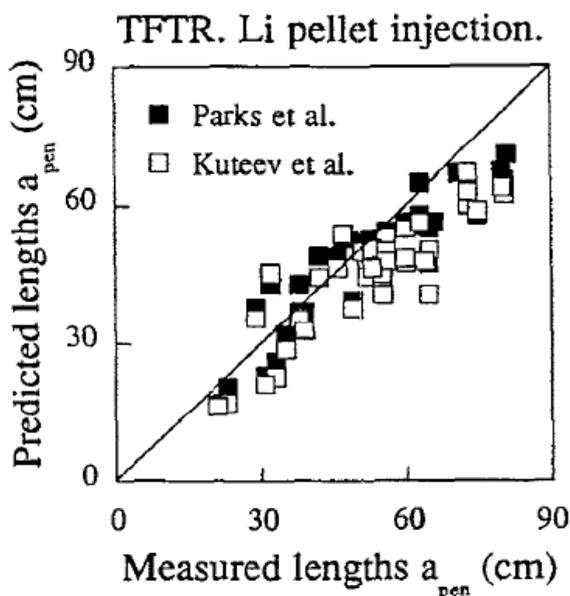


Рисунок 1.16 – Предсказываемые по моделям Паркса [73] и Кутеева [17] длины проникновения литиевых макрочастиц в плазму токамака TFTR в сравнении с измеренными длинами проникновения

Результаты расчетов по данным моделям также коррелируют с экспериментальными данными о длинах проникновения макрочастиц в плазму для областей испарения с температурой электронов до 1,5 кэВ. При более глубоком проникновении модели [17] и [73] предсказывают значения длин проникновения меньше экспериментально наблюдаемых. Авторы работы [38] предположили, что указанное расхождение является следствием того, что модель слабого нейтрального экранирования [17] перестает удовлетворять условию применимости  $(1-\delta) \ll 1$  при больших температурах и соответственно при больших скоростях испарения макрочастиц. В работе [38] было указано на то, что дополнительный учет плазменного экранирования может улучшить согласие расчетов и экспериментов. Выводы работы [38], приведенные выше, согласуются с выводами работ [73] и [74].

### 1.2.6. Влияние прочих механизмов экранирования на испарение макрочастиц

Следующим шагом в развитии моделей испарения стали модели нейтрального и плазменного экранирования, в которых принимался во внимание тот факт, что при разлете поперек магнитного поля облако постепенно ионизуется и поэтому разлетается не сферически симметрично, а одномерно вдоль силовых линий магнитного поля в канале с поперечным радиусом  $R_{\perp}$ . Соответственно, при учете плазменного экранирования растет интегральная толщина облака  $S_{n,pel}$  вдоль оси  $z$ , увеличивается

экранирование потока тепла электронов фоновой плазмы на макрочастицу, а скорость испарения снижается. Если предположить, что источник частиц включен долгое время, то в пределе интегральная толщина должна неограниченно расти, и решение стационарной задачи окажется невозможным – при бесконечно большой толщине облака испарение должно прекратиться. Поэтому, для того чтобы адекватно учесть вклад плазменного экранирования, необходимо оценить время, в течение которого создается и существует плазменная часть облака. В ранних работах, таких как модель Холберга [31], указанное время оценивалось как  $t_{R\perp} = 2R_{\perp}/V_p$  – время, за которое макрочастица пролетает расстояние, равное поперечному размеру облака  $2R_{\perp}$ , если предположить, что плазменная часть облака останавливается магнитным полем. В расчетах [31] в качестве  $R_{\perp}$  выбиралось экспериментально найденное значение поперечного размера светящегося облака, порядка нескольких миллиметров, а время  $t_{R\perp}$  принимало значения порядка 10 мкс. Интегральная толщина плазменной части облака оценивалась в работе [31] как

$$S_{pl} = \dot{N} / (\pi R_{\perp} V_p). \quad (1.43)$$

Для расчета скорости испарения с учетом плазменного экранирования, по Холбергу, необходимо выбрать значение радиуса облака  $R_{\perp}$ , о котором будет сказано ниже. Позднее в работах Рожанского [26] было показано, что предположение об остановке плазменной части облака магнитным полем не совсем верно.

Одними из первых моделей, учитывающих влияние не только нейтрального, но и плазменного экранирования на испарение водородных макрочастиц, были модели Кауфмана [30], Холберга-Милоры-Аттенбергера [31], Пегурье и др. [70], Гарзотти и др. [71]. Расчеты по моделям [31, 70, 71] реализуются с помощью численных кодов, описывающих одномерный нестационарный сферический разлет нейтрального облака и разлет плазменного облака вдоль магнитного поля при заданной скорости испарения. Скорость испарения находится итерационно из условия баланса потоков тепла. максвелловское распределение первичных электронов при расчете аппроксимируется несколькими группами электронов. В модели [31] нет учета электростатического и магнитного экранирования. Сделана попытка учесть влияние добавочного потока тепла быстрых ионов при испарении макрочастицы в плазме с NBI нагревом, а также учтено самоограничение испарения в бесстолкновительном приближении. В моделях [70, 71] учитывается магнитное экранирование и получен скейлинг для скорости изменения радиуса макрочастиц  $dr_p/dt$  (в мм/сек):

$$\frac{dr_p}{dt} \approx 1.2882 \cdot n_e^{0.4022} T_e^{1.71} r_p^{-.5949} B^{-0.0189} R^{-0.0940}. \quad (1.44)$$

где  $r_p$  (мм) – радиус макрочастицы,  $n_e$  ( $10^{19} \text{ м}^{-3}$ ) и  $T_e$  (кэВ) – концентрация и температура электронов фоновой плазмы,  $B$  – тороидальное магнитное поле (Тл),  $R$  – большой радиус (м).

Впоследствии появились более сложные 2D-модели, реализованные в виде численных кодов и учитывающие влияние нейтрального, плазменного и магнитного экранирования на испарение. Эти коды могут применяться для расчета скорости испарения как в случае топливных, так и в случае примесных макрочастиц. В работах [35, 55, 65] распределения параметров облака в пространстве рассчитываются методом лагранжевых ячеек (ячеек постоянной массы) на основе системы газодинамических уравнений и уравнений для ионизации и рекомбинации. При этом, скорость испарения предполагается заданной, а интегральная толщина облака растет со временем. Расчет во времени останавливается по достижении момента  $t_{R\perp}$ . Затем, на основе полученных профилей параметров облака, рассчитывается ослабление потока тепла первичных электронов в получившемся облаке и проверяется выполнение баланса потоков тепла. На основе полученного результата, скорость испарения корректируется и выполняется следующая итерация. Результат расчета зависит от выбора  $R_{\perp}$ . Описанный метод расчета позволяет учесть ионизацию и рекомбинацию в облаке, излучение и поглощение света в нем. Однако, предсказания размеров светящихся пеллетных облаков (например, углеродных облаков в плазме стелларатора W7-AS) в этих моделях значительно отличалось от имеющихся экспериментальных данных (см. подпараграф 1.2.3).

В работах Рожанского и др. [26] были изучены дрейфовые движения испарившегося вещества. В однородном магнитном поле из-за поляризации плотного плазменного облака, вызванной движением поперек магнитного поля, облако продолжает следовать за макрочастицей лишь незначительно замедляясь, при наличии фоновой плазмы, поскольку из-за её наличия поляризация облака несколько снижается. В неоднородном магнитном поле в плазменном пеллетном облаке нарастает поляризация и в возникшем нарастающем электрическом поле происходит ускоренный дрейф испарившегося вещества в направлении против градиента магнитного поля (для токамака – в направлении увеличения большого радиуса, для стелларатора картина может быть сложнее). Оценка для величины ускорения  $c_s^2 \frac{\nabla B}{B}$ , где  $c_s$  – скорость звука в плазме облака ( $\sim 10^6 \text{ см/с}$ ) [26]. Этот дрейф на сегодня является основным известным механизмом, ограничивающим продольный размер плазменного облака и величину

плазменного экранирования. Данный механизм учитывается в модели [75], описанной ниже в подпараграфе 3.1.4.

Усовершенствование моделей испарения для топливных и примесных макрочастиц продолжается и в настоящее время, путем включения неосесимметричных эффектов, таких как различные дрейфовые движения вещества облака и испарение фрагментированных пеллетов [76], а так же стратификация облака (например, модель [46] для топливных макрочастиц). В ряде моделей, в частности, в работе [76], предсказывается уменьшение скорости испарения макрочастицы с ростом величины  $V$ . Однако, вследствие все большего усложнения, более продвинутые модели требуют все более значительных численных расчетов, а их численные коды недоступны широкому пользователю. Кроме того, результаты расчетов по численному коду в моделях [76, 77] для испарения дейтериевых и примесных (неоновых) макрочастиц, а также фрагментированных макрочастиц из неона, пока не проверялись на соответствие экспериментальным данным.

Таким образом, на момент начала диссертационной работы оставалась актуальной задача построения модели испарения примесных макрочастиц, а также получения простой формулы для вычисления их скорости испарения по заданным параметрам макрочастицы и окружающей плазмы. Вопрос о структуре облака на основе анализа экспериментальных данных и расчетов рассматривается в Главе 2 диссертационной работы. Глава 3 посвящена развитию моделей слабого и сильного нейтрального экранирования для испарения примесных макрочастиц, которые позволяют вычислить скорость испарения примесной макрочастицы в максвелловской плазме, не прибегая к необходимости вычислений по сложным кодам, малодоступным для широкого пользователя. Кроме того, предпринята попытка развития модели сильного нейтрального экранирования с тем, чтобы учесть не только нейтральное, но и плазменное экранирование, поскольку, как следует из оценок на основе экспериментальных данных о структуре облаков литиевых и углеводородных макрочастиц, а также из расчетов других авторов, плазменное экранирование может давать сопоставимый вклад в ослабление потока тепла электронов фоновой плазмы облаком, по сравнению с нейтральным экранированием.

### **1.3. Диагностика нейтрализовавшихся в пеллетном облаке быстрых частиц**

Условия зажигания дейтериево-тритиевой реакции зависят от того, как альфа-частицы, возникающие в реакции синтеза, отдают свою энергию плазме. Ожидается, что

в стационарной плазме в отсутствие МГД-активности замедление альфа-частиц в реакторе будет проходить по сценарию классического замедления (slowing-down), однако этот вопрос требует экспериментальной проверки. Измерение энергетических спектров альфа-частиц и ионов трития проводились в дейтериево-третиевых экспериментах на токамаке TFTR [8], их результаты кратко обсуждаются ниже. Важны также измерения функции распределения других быстрых ионов в плазме современных установок с магнитным удержанием.

Для экспериментального исследования поведения быстрых частиц существует несколько диагностик: микроволновое рассеяние (microwave scattering) [78], CXRS (Charge eXchange Recombination Spectroscopy) [79] - спектроскопия перезарядки на атомах нагревного NBI пучка; PCX (Pellet Charge eXchange) [6] - пеллетная диагностика перезарядки. В последних двух из перечисленных методов атомы NBI-пучка или атомы/ионы пеллетного облака выступают в качестве мишеней для нейтрализации быстрых частиц. Метод PCX диагностики является активным (возмущающим исследуемую плазму), но преимущество PCX диагностики перед остальными методами заключается в возможности проведения локальных измерений в разных точках пространства. Область измерения PCX диагностики определяется областью пересечения угла обзора детектора нейтральных частиц NPA (Neutral Particle Analyzer) с пеллетным облаком. По сравнению со спектроскопией перезарядки, в которой область измерений локализована вокруг точки пересечения оси нейтрального пучка с лучом зрения NPA, пеллетная диагностика существенно расширяет пространственный диапазон измерений - до области испарения макрочастицы.

Далее в подпараграфе 1.3.1 кратко описан принцип PCX диагностики. В подпараграфе 1.3.2 обсуждаются результаты измерений энергетических спектров быстрых частиц, полученных ранее на токамаке TFTR [8]. В подпараграфе 1.3.3 обсуждаются результаты измерений спектров быстрых атомов водорода на установке LHD.

### **1.3.1. Физические принципы PCX диагностики быстрых частиц**

В основе PCX диагностики функции распределения быстрых ионов фоновой плазмы по энергии лежит их перезарядка в пеллетном облаке. Нейтрализованные частицы, не удерживаемые магнитным полем, могут быть зарегистрированы за пределами пламенного шнура детектором нейтральных атомов. Принципиальная схема диагностики поясняется на рисунке 1.17 на примере перезарядки быстрых протонов в

литиевом пеллетном облаке с последующей регистрацией атомов водорода анализатором NPA (Neutral Particle Analyser [80, 81]). Та же схема, а также рассуждения, аналогичные приведенным далее, имеют место и для перезарядки других быстрых частиц - альфа-частиц, ионов трития и тд. на облаке вблизи испаряющейся макрочастицы (с начальным размером  $r_{p0} \sim 1$  мм) из лития, бора, полистирола и т.п

В случае литиевой макрочастицы, в достаточно протяженной части облака преобладает зарядовое состояние  $\text{Li}^+$ , поскольку энергия ионизации гелиеподобного иона  $\text{Li}^+$  в состояние  $\text{Li}^{2+}$  более чем на порядок величины превосходит энергию ионизации атома  $\text{Li}^0$  в состояние  $\text{Li}^+$ . Характерный продольный размер этой области может иметь величину более 10 см [27]. В окружающей плазме могут находиться быстрые ионы  $\text{H}^+$  малой добавки к рабочему газу, разогреваемые на гармонике ионно-циклотронной частоты (ICRH-нагрев), или быстрые ионы, образующиеся из атомов пучка NBI-нагрева. Если траектория этих быстрых частиц пересекает пеллетное облако, то они могут с вероятностью  $F_0$  нейтрализоваться в результате перезарядки на атомах и ионах облака или рекомбинации с холодными электронами облака. Нейтральные атомы ( $\text{H}^0$ ) вылетают за пределы плазмы, где они могут быть зарегистрированы анализатором быстрых нейтральных частиц, который ниже будем условно называть NPA, имея в виду, что в качестве анализатора может выступать и другой детектор, например, NDD – Natural Diamond Detector [82].

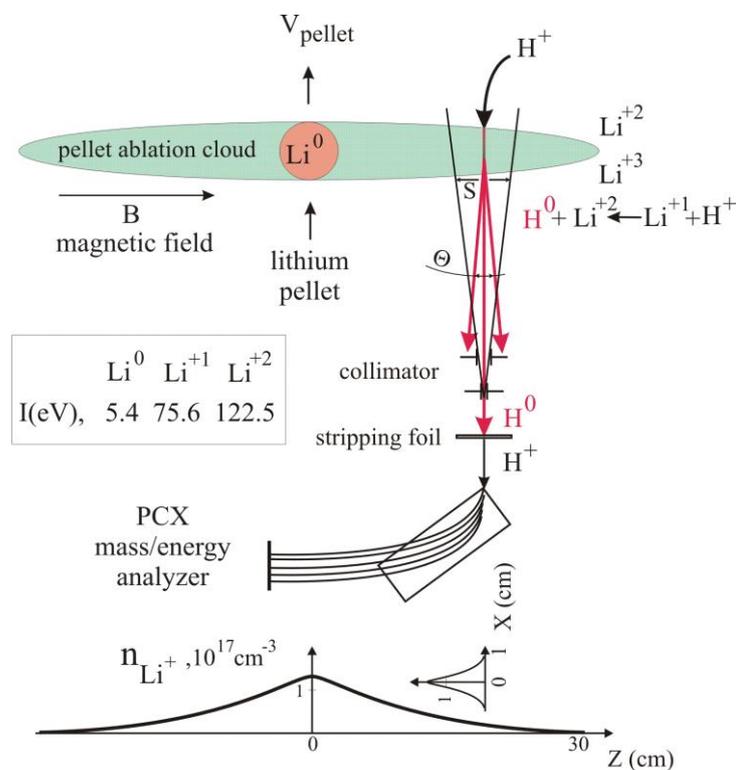


Рисунок 1.17 – Принципиальная схема РСХ диагностики

Для восстановления энергетического спектра быстрых ионов из сигнала NRA необходимо вычислить «нейтральную фракцию»  $F_0(E)$  – долю быстрых частиц, нейтрализуемых пеллетным облаком, в зависимости от их энергии  $E$ . Вычисление  $F_0(E)$  в общем случае требует информации о распределении вещества в облаке и о сечениях процессов обмена зарядом, происходящих с участием частиц облака. При выполнении некоторых условий, о которых будет сказано ниже, величину  $F_0(E)$  можно заменить «равновенсной нейтральной фракцией»  $F_0^\infty(E)$ , которая не зависит от пространственного распределения частиц облака, а определяется только его зарядовым составом, который предполагается однородным по видимой части облака (например, 100%  $\text{Li}^+$ ). Если энергия налетающих на облако быстрых ионов достаточно велика, то их потерями энергии и рассеянием в облаке можно пренебречь: оценки, выполненные в работах [7, 8, 83], показывают, что при разумных значениях плотности пеллетных облаков оба этих условия обычно выполняются для протонов с энергией  $E > 100$  кэВ и для альфа-частиц с энергией  $E$  от 0,5 МэВ до 4 МэВ. Если, кроме этого, ларморовский радиус быстрых ионов много больше поперечного размера облака (что обычно имеет место для питч-углов, не слишком далеких от  $90^\circ$ ), то скорость регистрации  $dN_0/dt$  нейтральных атомов  $\text{H}^0$ , измеряемая детектором NRA в диапазоне энергий  $(E, E+\Delta E)$ , связана с функцией распределения быстрых протонов фоновой плазмы по энергии  $dn_{\text{H}^+}/dE(E)$  следующим выражением [83]:

$$\frac{dN_0}{dt} = \frac{dn_{\text{H}^+}}{dE} \Delta E \cdot v_{\text{H}^+} \cdot F_0^\infty(E) \cdot S_{\text{eff}} \cdot \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \eta(E) \mu(E). \quad (1.45)$$

Здесь  $v_{\text{H}^+}$  – скорость протонов,  $\Delta E$  – энергетическая ширина канала NRA,  $S_{\text{eff}}$  – видимая детектором NRA площадь пеллетного облака,  $\Delta\Omega$  – телесный угол, под которым регистрируются быстрые атомы,  $\eta(E)$  – эффективность их регистрации детектором NRA,

$$\mu(E) = \int_L n_e(x) \cdot \sigma_{\text{stop}}(E) dx, \quad (1.46)$$

- прозрачность плазмы для нейтрального атома на пути  $L$  при его прохождении от облака к детектору NRA,  $n_e$  – концентрация электронов фоновой плазмы,  $\sigma_{\text{stop}}(E)$  – сечение «остановки» быстрого атома, равное сумме сечений ионизации электронным ударом, ионным ударом и резонансной перезарядки. Формула (1.45) получена в так называемом «однопроходном» приближении, когда можно пренебречь предварительным ослаблением потока быстрых ионов, по сравнению с их потоком в фоновой плазме. Такое ослабление, вообще говоря, может происходить до попадания быстрых ионов в область обзора

детектора НРА вследствие их нейтрализации на внешней части облака и сопутствующего выбывания их из исходного потока в том случае, если шаг ларморовской спирали меньше продольного размера облака, а вероятность нетрализации  $F_0^\infty(E)$  на каждом шаге не слишком мала. Аналогичная формула «однопроходной» модели, связывающая энергетический спектр альфа-частиц со скоростью регистрации нейтралей перезарядки, приводилась в работе [7].

Нейтральная фракция  $F_0^\infty(E)$ , фигурирующая в формуле (1.45), рассчитывается в предположении, что облако-мишень, вытянутое вдоль магнитного поля, достаточно плотное, а плоский поток быстрых частиц с энергией  $E$  падает приблизительно перпендикулярно его оси и проходит сквозь него приблизительно по прямой. По мере прохождения облака, за счет процессов перезарядки, ударной ионизации и рекомбинации меняется соотношение ионизованной и нейтральной частей в этом потоке, а суммарный поток быстрых частиц остается неизменным. Такое предположение оправдано, если:

- (а) ларморовский радиус быстрых ионов существенно превышает поперечный размер облака  $\rho_{ef} \gg r_{cl}$ ,
- (б) рассеяние быстрых ионов по мере их движения сквозь облако пренебрежимо мало (изменение  $\Delta\theta \ll 1$ , где  $\theta$  – питч-угол для быстрого иона),
- (в) энергия быстрых частиц практически не теряется в облаке, оставаясь приблизительно постоянной ( $\Delta E \ll E$ ).

При выполнении указанных условий, спектр по энергии быстрых частиц, нейтрализовавшихся облаком, получается из спектра падающих на облако быстрых ионов просто умножением на величину  $F_0^\infty(E)$ , которая может быть получена аналитически при известных сечениях процессов обмена зарядом между быстрыми частицами и частицами облака-мишени, а также при известном ионизационном составе облака. Это и есть приближение «однопроходной» модели, которое использовалось ранее практически во всех работах при анализе сигналов РСХ диагностики. Оно удобно тем, что для расчета спектра быстрых ионов из сигнала анализатора нейтралей нет необходимости знать структуру облака, а достаточно задаться только некоторым усредненным зарядовым составом мишени.

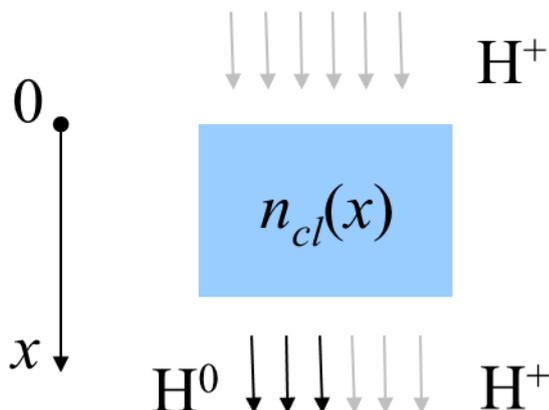


Рисунок 1.18 – Прохождение быстрых частиц плоского слоя облака толщины  $x$ .

Для пояснения метода расчета  $F_0^\infty(E)$  рассмотрим простейший случай, когда поток быстрых протонов с энергией  $E$  проходит сквозь плоский слой одинаковых частиц облака с концентрацией  $n_{cl}(x)$ . Такой случай иллюстрируется на рисунке 1.18.

Зависимость нейтральной фракции  $F_0(E, x)$  от толщины пройденного слоя  $x$  может быть в таком случае описана системой уравнений:

$$\begin{cases} F_0(x) + F_1(x) = 1 \\ F_0(0) = 0 \\ \frac{dF_0(x)}{dx} = (F_1(x)\sigma_{10} - F_0(x)\sigma_{01})n_{cl}(x) \\ \frac{dF_1(x)}{dx} = (F_0(x)\sigma_{01} - F_1(x)\sigma_{10})n_{cl}(x) \end{cases}, \quad (1.47)$$

где  $F_0(E, x)$  и  $F_1(E, x)$  – это доли быстрых частиц с энергией  $E$ , достигших координаты  $x$  в состоянии  $H^0$  и  $H^+$ , соответственно,  $\sigma_{10}(E)$  и  $\sigma_{01}(E)$  – эффективные сечения перехода быстрой частицы из зарядового состояния  $H^+$  в  $H^0$  и обратно,  $x$  и  $n_{cl}(x)$  – толщина пройденного слоя и концентрация частиц в нем. Первое из этих уравнений – это условие постоянства потока, то есть сохранения суммы нейтральной и ионизованной фракции в каждом поперечном сечении. Второе уравнение – это граничное условие на входе в слой.

Введем для удобства величину, называемую «интегральной толщиной облака»  $S_{cl}$  вдоль траектории быстрой частицы  $l$

$$S_{cl} = \int_0^x n_{cl}(l) dl, \quad (1.48)$$

где  $n_{cl}$  – концентрация тяжелых частиц в облаке. Важно отметить, что  $S_{cl}$  отличается от интегральной величины  $S_{n, pel}$ , которая вычисляется в другом направлении, вдоль всего

облака для частиц фоновой плазмы, поступающих к поверхности макрочастицы и вызывающих ее испарение. Систему уравнений (1.47) можно записать тогда в виде:

$$\begin{cases} \frac{dF_0(S_{cl})}{dS_{cl}} = (1-F_0)\sigma_{10} - F_0\sigma_{01} \\ F_1 = 1 - F_0 \\ F_0(0) = 0 \end{cases}, \quad (1.49)$$

и ее решением будет

$$F_0[E, S_{cl}(x)] = F_0^\infty(E) \cdot \left(1 - e^{-(\sigma_{01}(E) + \sigma_{10}(E))S_{cl}(x)}\right). \quad (1.50)$$

При  $x = 0$   $S_{cl} = 0$  и  $F_0(E, 0) = 0$ , с ростом пройденной интегральной толщины  $S_{cl}$  нейтральная фракция в потоке постепенно нарастает, поскольку скорость нейтрализации быстрых ионов превышает скорость процессов, приводящих к потере электронов быстрыми нейтральными атомами. При достаточно большой толщине пройденного слоя мишени ( $x \rightarrow \infty$ ,  $S_{cl} \rightarrow \infty$ ) прямые и обратные процессы (захват и потеря электронов быстрыми частицами) в среднем уравниваются друг друга, и соотношение числа нейтралей и ионов в потоке быстрых частиц не меняется с дальнейшим ростом  $S_{cl}$ , нейтральная фракция  $F_0$  достигает своего «равновесного» установившегося значения [8, 9, 83]

$$F_0^\infty(E) = \frac{1}{1 + \sigma_{01}(E)/\sigma_{10}(E)}, \quad (1.51)$$

называемого «равновесной нейтральной фракцией».

В случае, если облако состоит из смеси частиц разных сортов, находящихся в разных зарядовых состояниях, но зарядовый состав облака не зависит от  $x$ , соотношения (1.51) остаются в силе. Как отмечалось в работе [9], для расчета величин  $\sigma_{10}(E)$  и  $\sigma_{01}(E)$  в этом случае необходимо ввести коэффициенты  $k_i$ , характеризующие долю тяжелых частиц определенного сорта в определенном зарядовом состоянии  $i$  с зарядом  $Z_i$ :

$$\begin{cases} n_i(x) = \kappa_i n_{cl}(x) \\ \sum_i n_i(x) = 1 \end{cases}. \quad (1.52)$$

Тогда концентрация электронов в облаке может быть выражена через коэффициенты  $k_i$  как

$$n_{e,cl}(x) = n_{cl}(x) \sum_i Z_i k_i, \quad (1.53)$$

и нейтральная фракция  $F_0(E, S_{cl}(x))$  будет определяться выражениями (1.50, 1.51), где

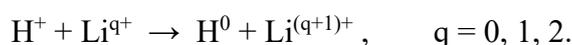
$$\sigma_{10}(E) = \sum_i \kappa_i \sigma_{10,i}(E). \quad (1.54)$$

– суммарное эффективное сечение всех реакций, ведущих к нейтрализации быстрого протона, и

$$\sigma_{01}(E) = \sum_i \kappa_i \sigma_{01,i}(E) + \sigma_{01,e}(E) \sum_i Z_i k_i. \quad (1.55)$$

– суммарное эффективное сечение всех реакций, ведущих к потере электрона быстрым нейтральным атомом, включая последнее слагаемое, описывающее ионизацию электронным ударом.

Так, например, при перезарядке протонов на литиевом облаке в выражении (1.54) нужно учитывать реакции перезарядки на атомах  $\text{Li}^0$  и на ионах лития  $\text{Li}^+$ ,  $\text{Li}^{2+}$ :



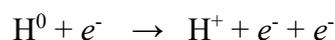
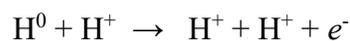
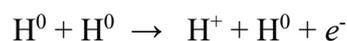
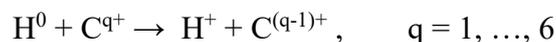
А в выражение (1.55) тогда включаются следующие реакции: обратная перезарядка  $\text{H}^0$  на ионах лития от  $\text{Li}^+$  до  $\text{Li}^{3+}$ , ударная ионизация атомом или ионом лития, а также ионизация электронным ударом:



Для углеводородного облака в выражении (1.54) нужно учитывать реакции перезарядки на атомах  $\text{H}^0$  и  $\text{C}^0$  и на ионах углерода от  $\text{C}^+$  до  $\text{C}^{5+}$ :



В (1.55) для углеводородного облака включаются следующие реакции: обратная перезарядка  $\text{H}^0$  на ионах водорода  $\text{H}^+$  и на ионах углерода от  $\text{C}^+$  до  $\text{C}^{6+}$ , ударная ионизация атомом или ионом водорода или углерода, а также ионизация электронным ударом:



Используя зависимости сечений перечисленных реакций от энергии быстрой частицы, в работе [9] по формулам (1.50, 1.51), были получены зависимости нейтральной фракции  $F_0^\infty(E)$  для перезарядки быстрых протонов в углеводородном облаке. Эти

зависимости изображены ниже в подпараграфе 1.3.3 на рисунке 1.24 (а) для трех разных предположительных зарядовых составов облака. На рисунке 1.19 показана зависимость  $F_0^\infty(E)$  для перезарядки протонов на облаке  $\text{Li}^+$  [83].

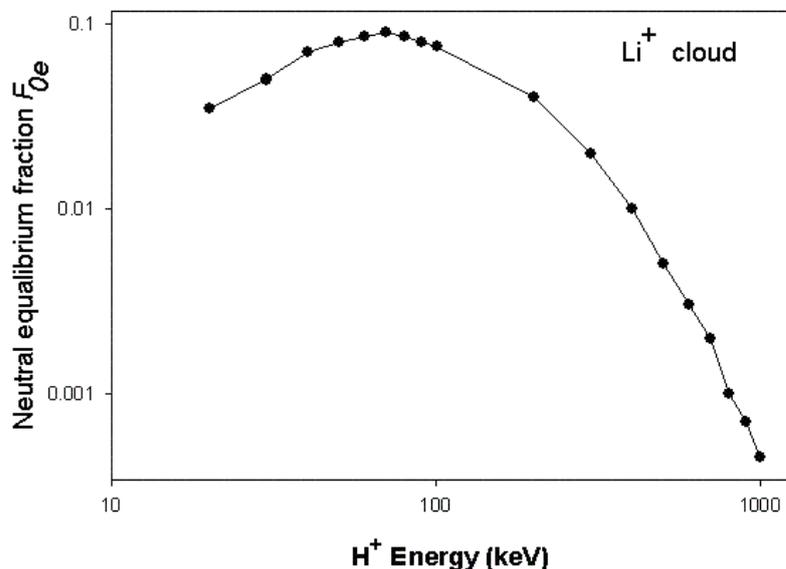
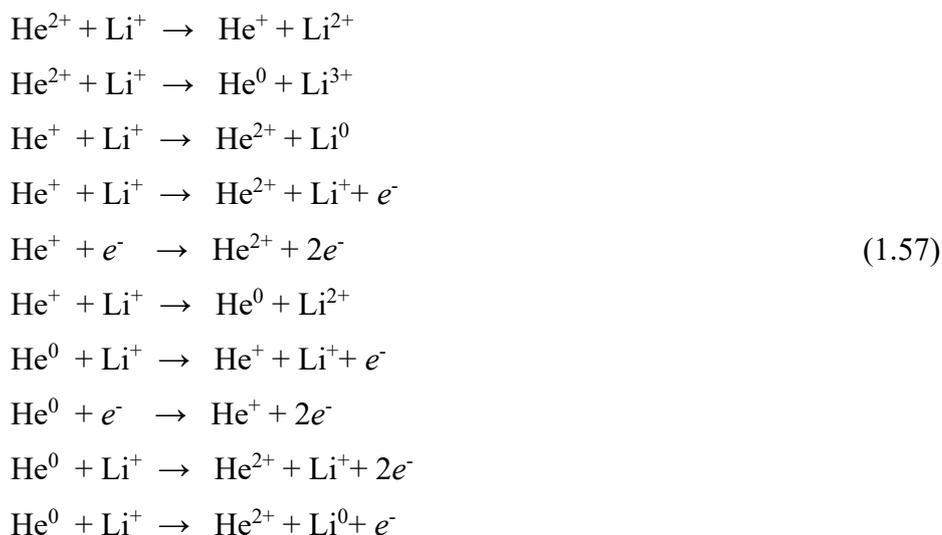


Рисунок 1.19 – Зависимость  $F_0^\infty(E)$  равновесной нейтральной фракции перезарядки протонов на облаке  $\text{Li}^+$  от их энергии [83]

Похожее решение для  $F_0(E)$  получается и для задачи о потоке быстрых альфа-частиц, перезаряжающихся в литиевом пеллетном облаке [7]. Система уравнений для эволюции зарядовой композиции в потоке, исходно состоящем из альфа-частиц, в этом случае выглядит так:

$$\begin{aligned}
 \frac{dF_0}{dx} &= [F_1\sigma_{10} + F_2\sigma_{20} - F_0(\sigma_{01} + \sigma_{02})]n_{Li} \\
 \frac{dF_1}{dx} &= [F_0\sigma_{01} + F_2\sigma_{21} - F_1(\sigma_{10} + \sigma_{12})]n_{Li} , \\
 \frac{dF_2}{dx} &= [F_0\sigma_{02} + F_1\sigma_{12} - F_2(\sigma_{20} + \sigma_{21})]n_{Li} \\
 F_0 + F_1 + F_2 &= 1
 \end{aligned}
 \tag{1.56}$$

где  $n_{Li}$  – концентрация литиевого облака,  $F_0, F_1, F_2$  – доли быстрых частиц с зарядом 0,1,2 в потоке гелия соответственно. Для случая облака, на 100% состоящего из  $\text{Li}^+$ , имеют место следующие реакции обмена зарядом [7]:



Аналогичные реакции могут быть написаны и для облака-мишени, состоящего из  $\text{Li}^{2+}$  и  $\text{Li}^{3+}$ . В работе [7] приводятся все сечения указанных процессов, необходимые для расчета по аналитическим формулам, которые получены для решения системы уравнений типа (1.56) в работе [84]. Рассчитанные в работе [7] зависимости фракций  $F_0$ ,  $F_1$  и  $F_2$  (для  $\text{He}^0$ ,  $\text{He}^+$  и  $\text{He}^{2+}$ , соответственно) от пройденной интегральной толщины  $S_{cl}$  для случая перезарядки альфа-частиц с энергией  $E = 2$  МэВ на литиевом облаке, состоящем на 100% из  $\text{Li}^+$ , представлены на рисунке 1.20. Видно, что при  $S_{cl} \sim 10^{17}$   $\text{cm}^{-2}$  происходит переход от роста фракций  $F_0$  и  $F_1$  к насыщению, и при этом их значения остаются много меньше 1.

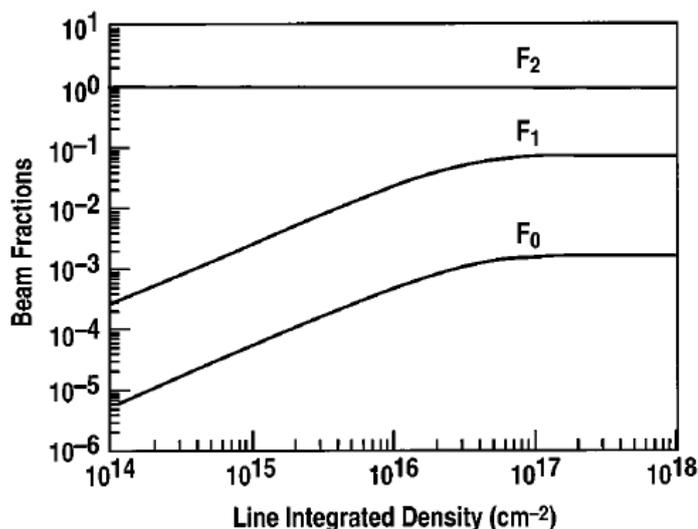


Рисунок 1.20 – Зависимость  $F_0$  от пройденной потоком альфа-частиц интегральной толщины  $S_{cl}$  литиевого облака, на 100% состоящего из  $\text{Li}^+$ , при энергии альфа-частиц  $E = 2$  МэВ [7]

На рисунке 1.21 показана зависимость равновесной нейтральной фракции  $F_0^\infty(E)$  при перезарядке альфа-частиц на литиевом облаке от их энергии, которая была рассчитана в работе [7] для трех разных зарядовых составов облака.

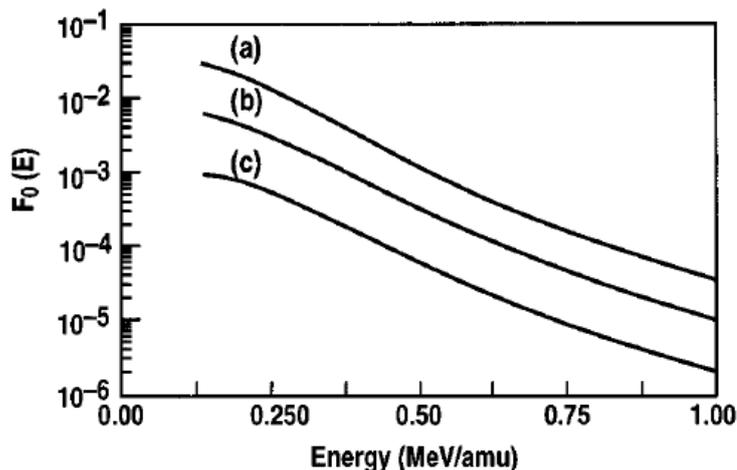


Рисунок 1.21 – Зависимость равновесной нейтральной фракции  $F_0^\infty(E)$  при перезарядке альфа-частиц на литиевом облаке от их энергии  $E$ , рассчитанная для трех зарядовых составов облака [7]: (a) 100%  $\text{Li}^+$ , (b) 40%  $\text{Li}^+$ , 30%  $\text{Li}^{2+}$ , 30%  $\text{Li}^{3+}$ , (c) 10%  $\text{Li}^+$ , 30%  $\text{Li}^{2+}$ , 60%  $\text{Li}^{3+}$

Как уже было отмечено выше, практически во всех прежних работах (например, [7, 8, 9, 83]) при восстановлении энергетических спектров быстрых ионов из сигналов детектора нейтралей предполагалось, что нейтральная фракция  $F_0(E)$  достигает своего «равновесного» значения  $F_0^\infty(E)$ . Это очень удобное упрощение, поскольку величина  $F_0^\infty(E)$  в формуле (1.45) не зависит от интегральной толщины облака  $S_{cl}$  вдоль траектории быстрой частицы, и тогда пространственное распределение ионизационных состояний частиц в облаке-мишени оказывается не важно. Для расчета  $F_0^\infty(E)$  в таком случае нужно задать только средний по видимой части облака ионизационный состав, который в указанном приближении предполагается однородным. Из оценок величины  $S_{cl}$ , которые делались ранее на основании скудных экспериментальных данных о параметрах литиевого и углеводородного облака, ожидалось, что такой удобный случай реализуется, поскольку оценка значения  $S_{cl}$  приблизительно соответствует интегральной толщине, при которой  $F_0(E, S_{cl})$  достигает своего равновесного значения  $F_0^\infty(E)$ , полученного в рассмотренном выше приближении однородного по облаку ионизационного состава. Поэтому ранее во всех расчетах спектров быстрых ионов из сигналов РСХ диагностики

предполагалось, что условия достижения равновесной нейтральной фракции (1.51) выполнены, и что выражение (1.45) применимо. В Главе 4 диссертационной работы показано, что более аккуратные расчеты  $F_0(E, S_{cl})$ , проведенные с учетом более реалистичной структуры облака, могут существенно изменить результат вычисления усредненного произведения  $\int_{S_{eff}} F_0(E, S_{cl}) \cdot dS_{eff}$  как для случая перезарядки альфа-частиц в литиевом облаке, так и для перезарядки протонов в углеводородном облаке. Это, в свою очередь, влияет на результаты восстановления РСХ-спектров из измеренных потоков быстрых нейтралей.

Помимо формулы «однопроходного» приближения, аналогичной выражению (1.45), в работе [7] была предложена также формула «многопроходной» модели, которая позволяла учесть ослабление потока альфа-частиц на внешней части облака до момента их попадания в область обзора НРА, по сравнению с исходным значением этого потока, в приближении конечного радиуса ларморовской спирали. С помощью расчетов по методу Монте-Карло, в работе [7] была вычислена величина  $dF_0(E, z)/dz$ , где  $z$  – расстояние вдоль магнитного поля, пройденное быстрой частицей от периферии облака в направлении к его центру. В таком случае,  $z = 0$  соответствует внешней границе облака, а  $z = L/2$  – положению пеллета. Полная длина облака  $L$  при таких расчетах полагалась заданной величиной, расчеты проводились для двух значений  $L=50$  см и  $L=25$  см. Таким образом, в работе [7] было вычислено ослабление потока альфа-частиц с энергией от 0,5 до 4 МэВ за счет их вероятной нейтрализации по мере прохождения облака при многократном пересечении облака ларморовской спиралью. Был сделан вывод, что такое ослабление может оказаться заметным и повлиять на форму полученного РСХ-спектра лишь для альфа-частиц с энергией  $E$  до 1-1,5 МэВ. Кроме того, была предложена идея о том, что учет (а) конечного значения ларморовского радиуса исходных альфа-частиц и (б) неоднородности распределения нейтралей перезарядки по углам относительно нормали к поверхности облака (в поперечном сечении облака) приводит к тому, что в формуле для восстановления энергетического спектра альфа-частиц из сигнала НРА по развитой в [7] «многопроходной» модели появляется поправочный множитель, равный  $2\pi$ . Несмотря на ценность детального подхода «многопроходной» модели, развитой в работе [7], вывод о поправочном множителе  $2\pi$  выглядит сомнительно, поскольку в пределе бесконечно большого ларморовского радиуса быстрых ионов формула для расчета по «многопроходной» модели должна переходить в формулу для расчета по «однопроходной» модели, а не отличаться от нее в  $2\pi$  раз. Однако, эта ошибочно

полученная поправка в  $2\pi$  раз использовалась в работе [7] и последующих работах, например, [8, 67], при попытке скорректировать абсолютные значения энергетического спектра альфа-частиц по энергии, полученного с помощью РСХ-диагностики в дейтериево-тритиевых экспериментах на TFTR, которые существенно расходились с результатами расчетов по коду FPPT (см. подпараграф 1.3.2). Собственно, попытки уточнения расчета нейтральной фракции, предпринятые в работе [7], как раз и были направлены на то, чтобы найти причину, по которой произведение  $F_0^\infty(E) \cdot S_{eff}$ , фигурирующее в формуле (1.45), могло быть переоценено в рамках однопроходной модели. Идеи, работающие в сторону уменьшения произведения всех сомножителей, кроме  $dn_{H^+}/dE$ , в формуле (1.45), могут привести к уменьшению указанного расхождения.

В диссертационной работе была модифицирована методика восстановления РСХ-спектров быстрых ионов из сигналов анализатора энергетического спектра нейтралей. За основу была принята однопроходная модель (1.45), в которой вместо усредненного произведения  $F_0^\infty(E) \cdot S_{eff}$  нужно брать интеграл по площади видимой части облака  $\int_{S_{eff}} F_0(E, S_{cl}) \cdot dS_{eff}$ , вычисляемый более детально с учетом реальных размеров и структуры пеллетного облака. Результаты расчетов  $F_0(E, S_{cl})$  для случая перезарядки альфа-частиц в литиевом облаке представлены в Главе 4. Для случая перезарядки протонов в углеводородном облаке сделаны аналогичные расчеты для  $F_0(E, S_{cl})$ , с учетом возможного ослабления потока на внешней части облака благодаря «многопроходности», то есть вероятному выбыванию быстрых протонов вследствие их нейтрализации на предшествующих проходах через облако. Результаты указанных расчетов и выводы представлены в Главе 4 диссертационной работы.

### 1.3.2. РСХ- измерения функции распределения альфа-частиц в TFTR

С помощью РСХ диагностики в D-T экспериментах на токамаке TFTR изучались: “хвосты” функций распределения по энергии ионов (H,  $^3\text{He}$  и T), разогреваемых RF-нагревом [85], распределение быстрых удерживаемых альфа-частиц [80], влияние неоднородности магнитного поля и пилообразных колебаний на распределение альфа-частиц в пространстве и по энергии [80, 86, 87]. Полученные результаты оказались, в целом, обнадеживающими, в смысле подтверждения классического механизма торможения и удержания быстрых частиц в D-T плазме. Однако, оставался

невьясненным вопросом о возможности абсолютных измерений с помощью РСХ диагностики, которому посвящена Глава 4 диссертационной работы. Ниже представлен краткий обзор результатов экспериментов на TFTR и расчетов, касающихся попытки получения абсолютных значений энергетических спектров быстрых удерживаемых запертых альфа-частиц и ионов трития.

Для измерения массы и энергии быстрых нейтралей, вылетающих за пределы плазменного шнура, в РСХ диагностике на токамаке TFTR использовался анализатор нейтральных частиц NPA, позволявший регистрировать высокоэнергетичные частицы (например, альфа-частицы с энергиями 0,3-3,7 МэВ) [8]. Анализатор улавливал нейтрализовавшиеся частицы позади пеллетного облака, под углом  $2,75^\circ$  в тороидальном направлении. То есть регистрировались запертые частицы с питч-углом вблизи  $v_{\parallel}/v = -0,048 \pm 10^{-3}$ . Точность привязки положения макрочастицы к малому радиусу составляла  $\sim 5$  см. Результаты экспериментальных измерений энергетического спектра быстрых частиц сравнивались с результатами измерений по  $1^{1/2}$ -D транспортному коду TRANSP (при 2-D расчете магнитного равновесия) [88], который учитывал пространственное и временное распределение параметров фоновой плазмы и включал моделирование стохастической диффузии альфа-частиц на неоднородностях магнитного поля [89]. Температура электронов была получена из измерений циклотронного излучения ECE (electron cyclotron emission) [90]. Концентрация электронов измерялась с помощью ИК-интерферометра [91]. Температура ионов и скорость тороидального вращения измерялись методом перезарядочной рекомбинационной спектроскопии CXRS [92]. Профиль  $q$  был получен на основе измерений с использованием динамического эффекта Штарка MSE (Motional Stark Effect) [93]. Рециклинг на стенке и  $Z_{eff}$  (в предположении плоского радиального профиля) оценивались из измерений излучения линии  $D_{\alpha}$  и тормозного излучения в видимой области спектра [94]. Расчет процесса термализации быстрых альфа-частиц и ионов трития производился методом Монте-Карло вдоль их траекторий, в результате чего получалось распределение этих частиц по энергии и в пространстве. Предполагалось, что быстрые частицы хорошо удерживаются и замедляются по классическому механизму торможения. В коде учитывалось кулоновское рассеяние и диффузия по скоростям, но не учитывался разброс по энергии продуктов реакции, связанный с кинетической энергией вступающих в реакцию ионов. Разрешение по питч-углу в расчетах по коду TRANSP составляло 0,04, но вблизи значения  $v_{\parallel}/v = -0,048 \pm 10^{-3}$ , измеряемого с помощью РСХ диагностики, код TRANSP

позволял получить только энергетические спектры альфа-частиц и ионов трития, проинтегрированные по питч-углу в пределах  $-0,2 < \nu // \nu < 0,2$ . При этом отмечалось, что в данном диапазоне зависимость распределения альфа-частиц от питч-угла слабая и не имела каких-либо особенностей [8]. Для РСХ-измерений значение питч-угла было необходимо ограничить диапазоном для глубоко запертых частиц. Относительно значений малого радиуса, точность расчетов по коду TRANSP составляла  $\sim 8$  см. Достоверность абсолютных значений результатов расчетов по коду TRANSP проверялась на примере абсолютных измерений нейтронного потока дейтериево-тритиевой реакции в разряде с наибольшей мощностью синтеза 10,7 МВт, достигнутой при дополнительном нагреве мощностью 39,6 МВт на токамаке TFTR в октябре 1994 г. (рисунок 1.22) [95].

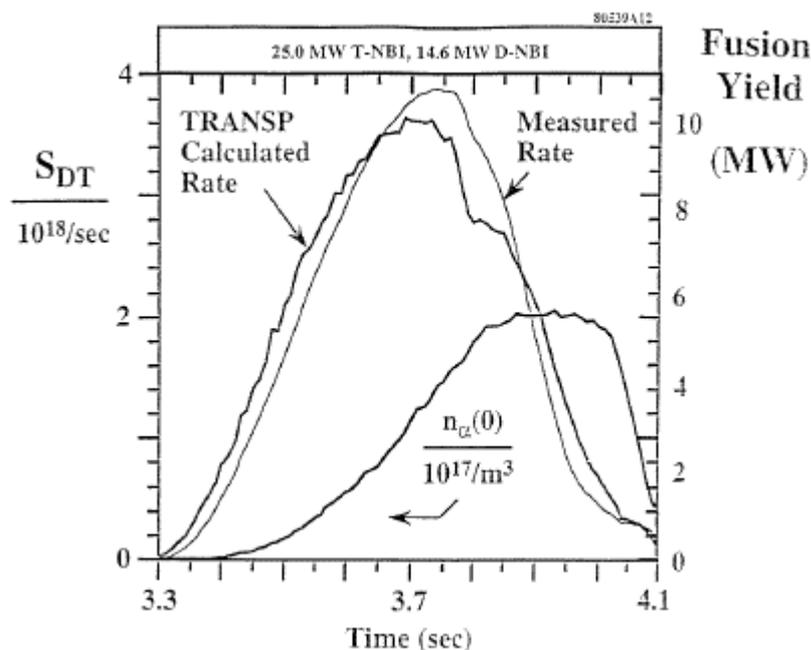


Рисунок 1.22 – Измеренный и рассчитанный по коду TRANSP термоядерный выход в зависимости от времени, а также вычисленное значение концентрации альфа-частиц в центре плазменного шнура в разряде TFTR, достигшем наибольшего термоядерного выхода [95]

Поскольку расчеты по коду TRANSP требуют значительных вычислений, для сравнения с результатами РСХ-измерений был создан более быстрый код Fokker–Planck Post-TRANSP (FPPT) [96], который базируется на численном решении уравнения Фоккера–Планка в дрейфовом приближении, используя метод интегрирования вдоль

характеристик [97]. В коде FPPT используется распределение источника альфа-частиц по радиусу и энергии, которое получено с помощью интегрирования по питч-углам распределения, рассчитанного с помощью кода TRANSP для экспериментальных условий, специфических для геометрии РСХ диагностики. Код FPPT учитывает кинетическое уширение (kinetic broadening) энергии альфа-частиц, возникающих в реакции синтеза, влияние стохастической диффузии частиц на неоднородностях магнитного поля, а также «пилообразные перемешивания» (sawtooth mixing) быстрых частиц [89]. Совпадение результатов расчетов по кодам TRANSP and FPPT проверялось для условий, в которых отсутствовали стохастическая диффузия частиц на неоднородностях магнитного поля и МГД-активность. Таким образом, код FPPT считается стандартным инструментом, применяющимся для анализа данных РСХ-диагностики [8].

Спектры замедления альфа-частиц в D-T разряде #78706 и ионов трития в идентичном D-D разряде #78601 на TFTR, измеренные с помощью РСХ диагностики и рассчитанные по кодам TRANSP и FPPT показаны на рисунке 1.23, соответственно, кружочками и сплошными и штриховыми линиями [98].

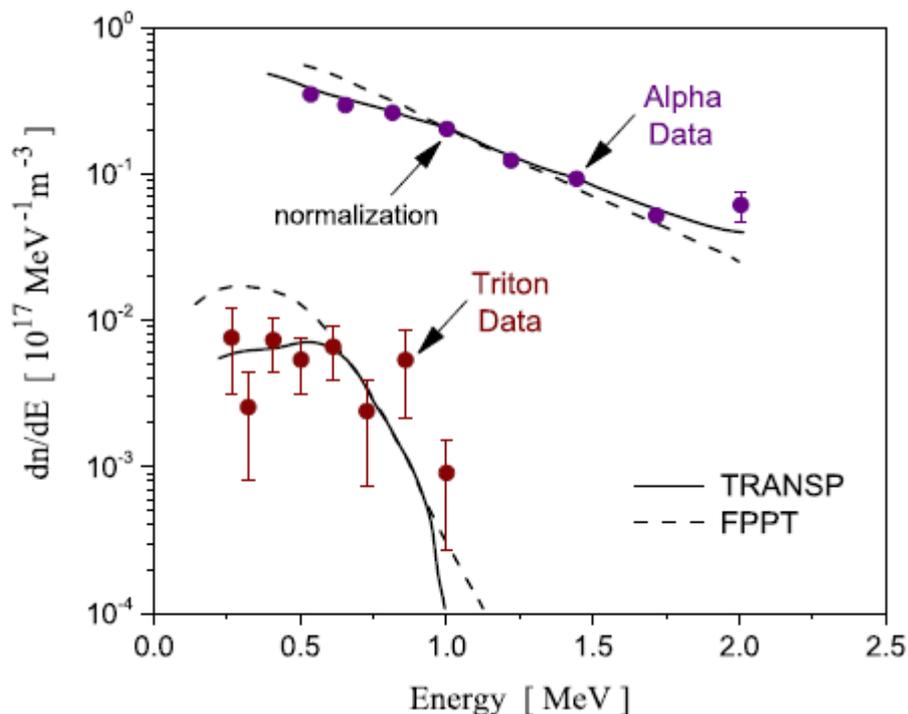


Рисунок 1.23 – Распределения удерживаемых запертых альфа-частиц и ионов трития по энергии, измеренные с помощью РСХ диагностики и рассчитанные по кодам TRANSP и FPPT в центральной области плазменного шнура в отсутствие МГД-активности на токамаке TFTR [98]

Абсолютные значения РСХ спектров были нормированы в одной точке для спектра альфа-частиц, как показано на рисунке 1.23, где нормировка выбрана так, чтобы согласовать абсолютные значения спектров - измеренного и рассчитанного по коду TRANSP. Та же нормировка применялась для спектра тритонов. Форма спектров альфа-частиц и тритонов хорошо согласуется с формой соответствующих расчетных спектров. Кроме того, согласуются измеренное и расчетное отношение абсолютных значений спектров альфа-частиц и тритонов. Вместе эти факты говорят о том, что в эксперименте имеет место классический механизм торможения, и, в отсутствие МГД-активности, частицы, рождаемые в реакциях синтеза, хорошо удерживаются в соответствии с неоклассическим представлением. Однако, абсолютные значения измеренных и расчетных спектров расходятся на 1-2 порядка. В Главе 4 диссертационной работы показано, что корректный учет размеров и структуры литиевого облака приближает к согласованию абсолютных значений энергетического спектра альфа-частиц, полученного с помощью РСХ-измерений, со значениями спектров, рассчитанных по кодам TRANSP и FPPT.

### 1.3.3. Результаты РСХ-измерений быстрых протонов в гелиотроне LHD

В работах [99, 100, 9] была предложена и развита идея РСХ диагностики протонов с энергиями  $E=50-170$  кэВ при дополнительном ICRH и/или NBI нагреве на стеллараторе LHD, использующей в качестве нейтрализующей мишени облако макрочастицы из полистирола ( $C_8H_8$ ), а в качестве анализатора нейтральных атомов - компактный детектор полупроводникового типа – NDD (Natural Diamond Detector), описание которого можно найти в [82]. Как упоминалось в подпараграфе 1.3.1, в работе [9] были сделаны расчеты зависимости  $F_0^\infty(E)$  для протонов с энергиями  $E=50-1000$  кэВ в углеводородном облаке по «однопроходной» модели (1.45) для разных предполагаемых усредненных ионизационных составов облака. Результат этих расчетов для трех разных зарядовых композиций показан на рисунке 1.24 (а).

На рисунке 1.24 (b) показан результат восстановленного спектра быстрых протонов, индуцированных тангенциальным и нормальным пучками NBI на LHD. Как отмечалось в работе [9], задачей будущих исследований оставался более аккуратный расчет  $F_0(E)$  с возможным учетом более реалистичного распределения ионизационного состава по облаку.

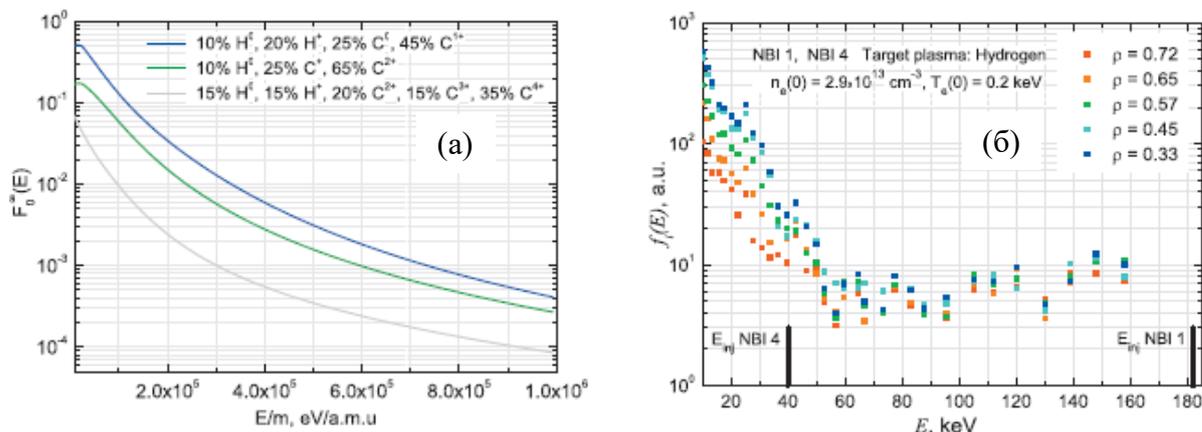


Рисунок 1.24 – (а) Равновесная нейтральная фракция  $F_0^\infty(E)$  для перезарядки протонов на углеводородном облаке в зависимости от их энергии для трех различных ионизационных составов, (б) Восстановленные РСХ-спектры быстрых протонов, индуцированных тангенциальным и нормальным пучками NBI на LHD [9]

Как будет показано в Главе 2, в экспериментах с инъекцией полистироловых макрочастиц в плазму гелиотрона LHD [10, 11, 12] продемонстрировано существенное изменение ионизационного состава облака в пространстве. Кроме того, из уравнения (1.50) следует, что при достаточно больших плотностях тяжелых частиц  $n_{cl}$  в облаке величина  $F_0(E, S_{cl})$  может достигать «равновесного» значения  $F_0^\infty(E)$  на небольшом участке  $dl$  траектории быстрой частицы внутри облака. В этом случае величина  $F_0(E, S_{cl}) \cong F_0^\infty(E)$  будет меняться вдоль траектории быстрой частицы, и на выходе из облака она будет иметь значение, определяемое зарядовым составом периферийного, более высокоионизованного, слоя облака, которое оказывается ниже, чем величина  $F_0^\infty(E)$ , вычисленная для ионизационного состава, усредненного по всему сечению облака. Как показано в работе [101] и в Главе 4, эти особенности процессов нейтрализации быстрых частиц в пеллетном облаке должны быть учтены при расчете  $F_0(E)$ .

В диссертационной работе была поставлена задача уточнить модель расчета зависимости  $F_0(E)$  в облаке полистироловой макрочастицы, с учетом имеющихся экспериментальных и расчетных данных о распределениях свечения углеводородных облаков в линиях H $\beta$ , C I, C II, C III, распределениях температуры  $T_{cl}$  и концентрации электронов облака  $n_{cl}$ , а также о скорости испарения, при инъекции полистироловых макрочастиц в плазму гелиотрона LHD [10, 11, 12]. Задачей также являлось уточнение диапазона параметров РСХ-диагностики для измерений функции распределения по энергии быстрых протонов с применением перезарядки на углеводородном облаке.

#### 1.4. Постановка задачи

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

1. Анализ данных по структуре углеродных облаков в стеллараторе W7-AS и углеводородных облаков на гелиотроне LHD. Выяснение роли относительных вкладов горячих электронов окружающей плазмы и холодных электронов пеллетного облака в формирование 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 методики расчетов параметров облака и скорости испарения полистироловой макрочастицы с учетом нейтрального и плазменного экранирования. Сравнение с экспериментальными данными по испарению и параметрам углеводородных облаков при испарении полистироловых макрочастиц в плазме установки LHD.
4. На основе полученных данных о структуре облаков при испарении полистироловой макрочастицы, уточнить методику расчетов нейтрализации быстрых протонов в углеводородном облаке. Сформулировать рекомендации для оптимизации измерений функции распределения по энергии быстрых протонов с помощью их нейтрализации в углеводородном облаке.
5. На основе уточненных представлений о структуре облаков при испарении макрочастиц и о физических процессах нейтрализации быстрых ионов в пеллетных облаках, выполнить анализ измерений альфа-частиц в дейтериево-тритиевых экспериментах TFTR с помощью РСХ диагностики.

## **Глава 2. Исследования структуры облаков вблизи примесных макрочастиц**

В данной главе излагаются результаты исследования структуры облаков, образующихся при испарении примесных макрочастиц в плазме установок с магнитным удержанием. Главным образом анализируются наблюдаемые продольные (вдоль магнитного поля) размеры излучающих областей в облаках. Кроме того, оцениваются продольные длины спада для суммарной плотности испарившегося вещества. Поперечные размеры оцениваются либо из экспериментальных данных, либо на основании результатов самосогласованного моделирования скорости испарения и размеров облака с учетом плазменного экранирования, которое описано в подпараграфе 3.1.4. Параграф 2.1 посвящен исследованию характерных продольных размеров облаков вблизи углеродных макрочастиц, испаряющихся в плазме стелларатора W7-AS с электронным циклотронным нагревом. Проанализирована возможность их расчета в предположении определяющего вклада горячих электронов фоновой плазмы в ионизационный баланс облака. В параграфе 2.2 описаны результаты исследования характерных размеров излучающих углеводородных облаков, наблюдавшихся при инъекции макрочастиц из полистирола в плазму гелиотрона LHD, а также дополняется анализ данных Wendelstein 7-AS. Учтен вклад холодных электронов облака в ионизацию испаренного вещества при расчетах размеров излучающих областей. В параграфе 2.3 оцениваются размеры однократно ионизованной части литиевого облака, на основе результатов, полученных при инъекции литиевой макрочастицы в плазму установки TFTR. Здесь же приводится способ аналитического описания пространственных распределений ионизационных состояний в углеводородном и литиевом облаках, математический аппарат которого приведен в приложениях А и В, соответственно. Полученные распределения в дальнейшем были использованы для расчета РСХ сигналов, представленного в Главе 4. В параграфе 2.4 сформулированы основные результаты Главы 2.

### **2.1. Сопоставление характерных размеров углеродных пеллетных облаков с длинами ионизации горячими электронами фоновой плазмы**

В этом параграфе приводятся данные о характерных продольных длинах спада интенсивности свечения углеродных облаков в спектральных интервалах вблизи линий СII и СIII на стеллараторе Wendelstein 7-AS, в зависимости от температуры и

концентрации электронов фоновой плазмы в широком диапазоне их изменения [62]. Указанные характерные продольные длины, определенные по фотографиям, сравниваются с оценками длины ионизации ионов углерода электронами окружающей горячей плазмы и холодными вторичными электронами облака.

### 2.1.1. Измерения светящихся углеродных облаков

На рисунке 2.1 приведены примеры изображений облаков, полученных в спектральном диапазоне  $720 \pm 5$  нм для разряда № 43580. Параметры макрочастицы и плазмы перед инъекцией были следующими: скорость макрочастицы  $v_p \approx 310$  м/с, её радиус  $r_p = 0,185$  мм, концентрация электронов в центре плазменного шнура  $n_{e0} = 6,2 \times 10^{19}$  м<sup>-3</sup>, температура  $T_{e0} = 1,4$  кэВ, мощность ВЧ нагрева  $P_{ECRH} = 410$  кВт, положение оси плазменного шнура  $R_0 = 2,05$  м, эффективный малый радиус плазмы  $a = 0,17$  м, магнитное поле на оси  $B = 2,55$  Т, момент инъекции  $t = 0,35$ .

На рисунке 2.1 направление инъекции справа налево, магнитное поле  $\vec{B}$  приблизительно вертикально и почти совпадает с направлением оси  $y$ . В связи с тем, что направления наблюдения при получении ИФ и МФ наклонены относительно направления инъекции (см. рисунок 1.3), 1,0 мм по  $x$  на полученном изображении соответствует 1,4 мм вдоль направления движения макрочастицы в области наблюдения.

Серия изображений на МФ использовалась для определения характерных размеров излучающих областей облака в направлении магнитного поля  $l_{\parallel}^{\text{МФ}}$ . По ИФ определялись пространственные зависимости скорости испарения  $dN/dt^{\text{ИФ}}(r_{\text{eff}})$  и продольные размеры излучающей области  $l_{\parallel}^{\text{ИФ}}(r_{\text{eff}})$ . При этом использовалось предположение, что испарившийся материал макрочастицы разлетается вдоль магнитного поля, формируя сигарообразное пространственное распределение светящегося вещества. Это предположение вполне подтверждается МФ, а также данными прочих фотографических наблюдений примесных макрочастиц (см. подпараграф 1.2.3).

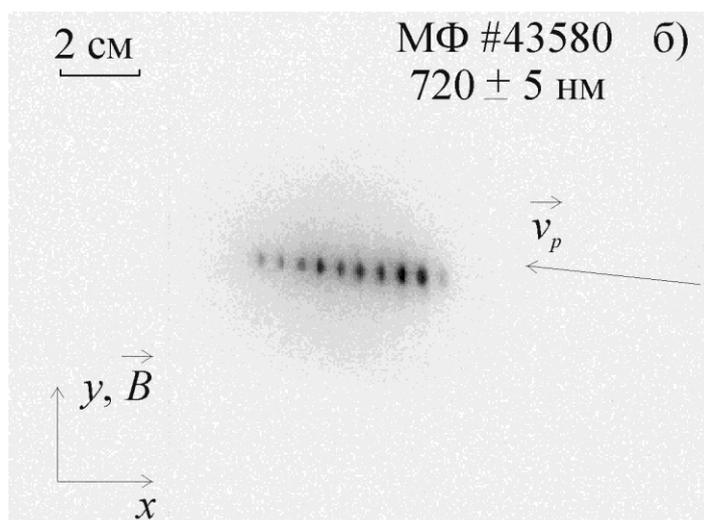
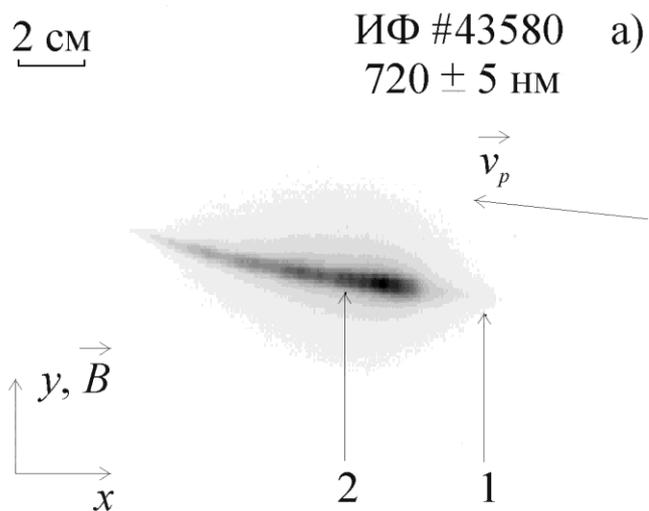


Рисунок 2.1 – ИФ (а) и МФ (б) облака вблизи углеродной макрочастицы в разряде #43580. Использован интерференционный фильтр  $720 \pm 5$  нм. Эффективные радиусы 0,143 м и 0,075 м отмечены на ИФ стрелками 1 и 2

Схожим образом анализировались ИФ, полученные с использованием фильтра  $770 \pm 5$  нм, пример такой фотографии приведен на рисунке 2.2а.

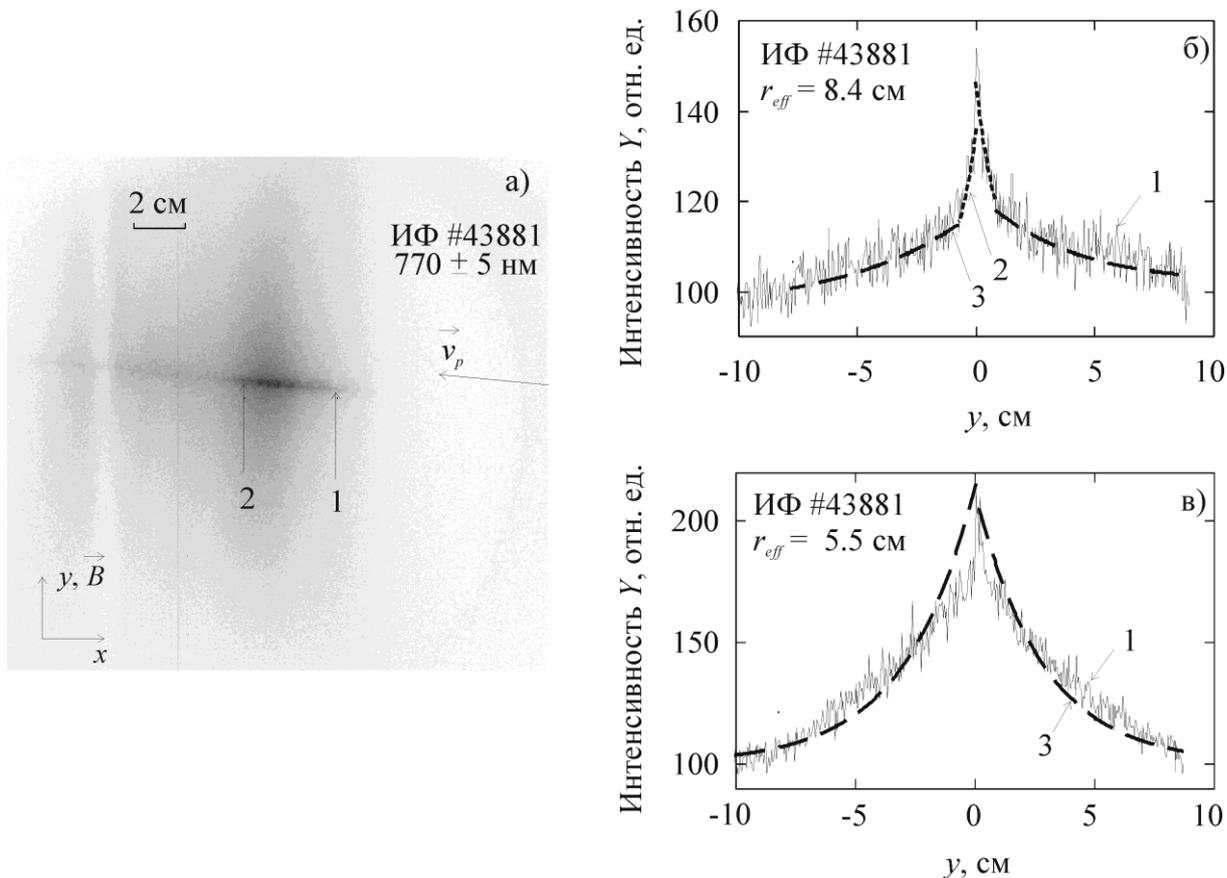


Рисунок 2.2 – а) ИФ через фильтр  $770 \pm 5$  нм. На ИФ стрелками 1 и 2 отмечены эффективные радиусы 0,084 м и 0,055 м, для которых приведены продольные профили с двумя (б) и одним (в) характерными масштабами спада. 1 - экспериментальное распределение интенсивности  $Y(y)$ , 2 и 3 – экспоненциальные регрессии  $I_{appr\_peak}$  и  $I_{appr\_ped}$

Найденные размеры излучающих областей в этом случае заметно больше, чем при использовании фильтра  $720 \pm 5$  нм. Помимо этого регистрировалась повышенная интенсивность непосредственно на траектории макрочастицы. На продольном профиле это проявлялось в виде узкого пика шириной не более 1 мм. Аналогичный максимум наблюдался в экспериментах с инъекцией углеродных макрочастиц на Т-10 [28] и в то время интерпретировался как тепловое свечение поверхности макрочастицы. С появлением новых данных о распределениях излучения углерода в углеводородных облаках в гелиотроне LHD этот центральный пик излучения вполне однозначно может быть интерпретирован в качестве линии свечения нейтрального углерода (см. рисунок 1.7), которая возбуждается в сложной плазме облака. На остальной части продольного

профиля присутствует один либо два масштаба спада  $I_{\parallel,peak}^{770}$  и  $I_{\parallel,ped}^{770}$  в зависимости от стадии испарения. Продольные профили с различными масштабами спада интенсивности приведены на рисунках 2.2б и 2.2в соответственно. Параметры макрочастицы и плазмы перед инжекцией:  $v_p \approx 280$  м/сек,  $r_p = 0,21$  мм,  $n_{e0} = 4,5 \times 10^{19}$  м<sup>-3</sup>,  $T_{e0} = 1,0$  кэВ,  $P_{ECRH} = 340$  кВт. Длины спада определяются с использованием приведенного в следующем подпараграфе алгоритма. Он был универсальным для обоих рассматриваемых спектральных диапазонов, в которых получались изображения.

### 2.1.2. Определение масштабов продольного спада интенсивности излучения линии СII.

Проиллюстрируем работу алгоритма определения масштабов спада интенсивности излучения вдоль магнитного поля на примере разряда #43580. В нём получены ИФ и МФ через фильтр  $720 \pm 5$  нм, которые показаны на рисунке 2.1. Продольные профили интенсивности  $Y(y)$  показаны на рисунке 2.3а-в для  $r_{eff} = [0,75; 1,20; 1,43]$  м.

Распределения, подобные представленному на рисунке 2.3а, характерны для развитого испарения, а такие, как показаны на рисунке 2.3в, как правило, наблюдаются в начале испарения на периферии плазмы. На рисунке 2.3б показан пример переходного варианта. На измеренных распределениях максимум ( $y = 0$ ) соответствует положению макрочастицы. Интенсивность излучения спадает по мере удаления от макрочастицы вдоль магнитного поля приблизительно экспоненциально. На рисунке 2.3в такой спад происходит до уровня шума. На рисунках 2.3а,б различимы два характерных масштаба спада. Можно выделить узкий пик (в области  $-10$  мм  $< y < +10$  мм) и более широкий «пьедестал» (в области  $-30$  мм  $< y < +40$  мм). Для определения масштабов спада предложен следующий алгоритм:

1) уровень шума  $Y_n$  вычисляется по десяти точкам на краю измеренного распределения  $Y$ . Затем он вычитается из измеренного распределения:  $I(y) = Y(y) - Y_n$ . Для исключения влияния малоинтенсивной области с преобладающим шумом и центрального максимума рассматривается сигнал в пределах  $k_1 \cdot \max(I) < I(y) < k_2 \cdot \max(I)$ , где  $k_1$  и  $k_2$  - варьируемые коэффициенты. Два крыла по разные стороны от макрочастицы обрабатываются независимо. Последующие шаги описываются для каждого из них.

2) Для выделения узкого пика на распределении, при его наличии, распределение разбивается на две части по уровню  $k_3 \cdot \max(I)$ . Затем методом наименьших квадратов находятся линейные регрессии, т.е. вычисляются линейные коэффициенты

$\ln(I_{appr\_peak0}) = a_{peak0} - b_{peak0} \cdot y$  и  $\ln(I_{appr\_ped0}) = a_{ped0} - b_{ped0} \cdot y$ , а также погрешности их определения.

3) Считается, что присутствует два различных масштаба: пик и пьедестал, если фрагменты содержат не менее двух точек и коэффициент  $b_{peak0}$  превышает  $b_{ped0}$  более чем на сумму их погрешностей. В этом случае, для уточнения локализации пика и пьедестала обрабатываемое крыло делится на две части точкой пересечения найденных на этапе 2 линейных аппроксимаций. При наличии в переопределенной области пика двух и более точек строятся новые аппроксимации  $\ln(I_{appr\_peak}) = a_{peak} - b_{peak} \cdot y$  и  $\ln(I_{appr\_ped}) = a_{ped} - b_{ped} \cdot y$ . При этом корректируется  $k_3$ . Если это не так, то на всем крыле вычисляется общий коэффициент  $b_{peak} = b_{ped}$ . На рисунке 2.3г-е сплошной кривой в логарифмическом масштабе показаны распределения  $I(y)$ , соответствующие левому крылу на исходных распределениях а-в. Штриховыми линиями показаны найденные линейные аппроксимации  $I_{appr\_peak0}$  и  $I_{appr\_ped0}$ , при исходных значениях  $k_1 = 0,01$ ;  $k_2 = 0,95$ ;  $k_3 = 0,5$ .

4) Итоговое значение  $l_{||,peak}$  вычисляется как среднее значение коэффициентов  $b_{peak}$  на правом и левом крыле профиля,  $l_{||,ped}$  как среднее по двум крыльям значение  $b_{ped}$ .

Применив вышеописанный алгоритм к каждому продольному распределению на ИФ, можно найти зависимость  $l_{||}(r_{eff})$ . Значения  $l_{||}^{МФ}$  находились при обработке с его помощью МФ. Оптимальные значения коэффициентов  $k_1$ ,  $k_2$ ,  $k_3$  для нахождения  $l_{||}$  подбирались отдельно для каждой обрабатываемой фотографии. Они находятся в следующих диапазонах:  $k_1 = 0,01 - 0,1$ ;  $k_2 = 0,95$ ,  $k_3 = 0,1 - 0,5$  для фотографий через фильтр  $720 \pm 5$  нм (а также  $723 \pm 1$  нм) и  $k_1 = 0,001 - 0,1$ ;  $k_2 = 0,4 - 0,99$ ;  $k_3 = 0,2 - 0,6$  для фотографий через фильтр  $770 \pm 5$  нм.

Относительно происхождения большего из характерных масштабов спада интенсивности излучения углеродного облака на W7-AS, наблюдаемых на продольных профилях в линиях СII и СIII, необходимо отметить, что он, вероятнее всего, связан с излучением в непрерывном спектре. Такое предположение базируется на выводах, сделанных для углеводородных облаков на LHD, где для регистрации излучения в непрерывном спектре выделялся отдельный фильтр, и изображение в нем сопоставлялось с изображениями в фильтрах для углеродных и водородных линий. К сожалению, измерения на W7-AS проводились без выделенного фильтра для регистрации непрерывного спектра. Поэтому требуется проведение дополнительных исследований с использованием углеродных макрочастиц для подтверждения такой

интерпретации второго характерного продольного масштаба спада интенсивности свечения углеродного облака.

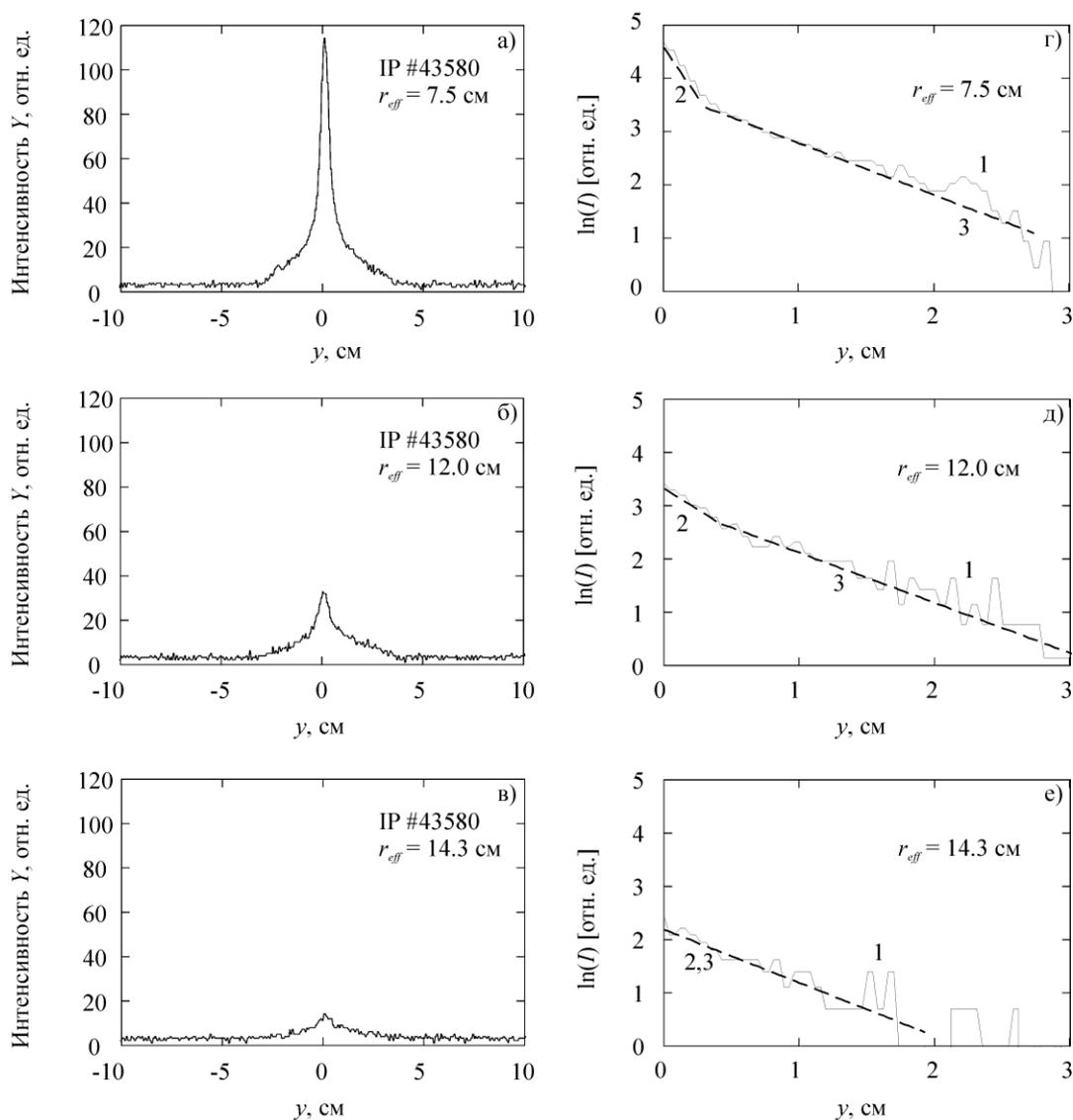


Рисунок 2.3 – Продольные распределения с двумя (а,б) и с одним (в) характерными масштабами спада интенсивности. Распределения в логарифмическом масштабе для обнаружения экспоненциальных масштабов спада (г-е). 1 - экспериментальные данные  $\ln(I(y))$ , 2 и 3 - регрессии  $\ln(I_{appr\_peak0}(y))$  и  $\ln(I_{appr\_ped0}(y))$ , построенные с использованием алгоритма при  $k_1 = 0,01$ ;  $k_2 = 0,95$ ;  $k_3 = 0,5$

Также были проанализированы зависимости характерных масштабов спада излучения линии от параметров фоновой плазмы. В случае слабо изменяющихся значений  $l_{||,peak}^{720}$  (характерно для центральных областей плазмы) подобран закон

подобия (скейлинг) от центральных значений концентрации и температуры электронов вида

$$I_{||sc}(n, T) = An^{cn}T^{\alpha T}. \quad (2.1)$$

Для  $I_{||peak\_sc}^{720}$  были получены  $\alpha n_{peak}^{720} = -0,71 \pm 0,08$ ,  $\alpha T_{peak}^{720} = -0,10 \pm 0,08$ . На рисунке 2.4 сопоставляются предсказания скейлинга  $I_{||sc}$  (отложено по горизонтальной оси) с измеренными значениями  $I_{||}$ . Прямая  $y = x$  соответствует совпадению предсказания и измерения.

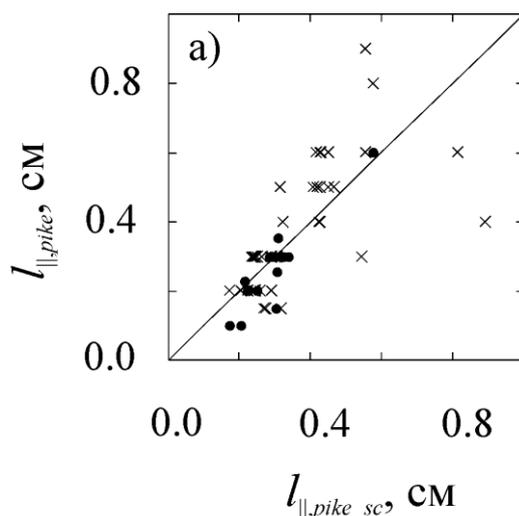


Рисунок 2.4 – Сопоставление измеренного и вычисленного по скейлингу масштабов спада интенсивности излучения на изображениях через интерференционные фильтры:

× - фильтр  $720 \pm 5$  нм, • - фильтр  $723 \pm 1$  нм

Найденные значения коэффициентов в законе подобия показывают, что  $I_{||peak\_sc}^{720}$  обратно пропорциональна  $n_{e0}$  и слабо зависит от  $T_{e0}$ . При дальнейшем анализе вместо подбора нескольких масштабов спада определялся только масштаб спада для центрального пика в линии СII (723 нм)  $l_{dec}$ . Можно считать, что  $l_{dec}$  примерно равно  $l_{||,peak}$ . На рисунке 2.5 черной кривой (1) показано продольное распределение интенсивности излучения в линии СII. Красными кривыми (2) показаны найденные экспоненциальные зависимости с характерным масштабом спада  $l_{dec}$ . Для его нахождения на каждом крыле продольного распределения интенсивности применялся метод наименьших квадратов. Полученные значения слабо отличались между собой. Итоговое значение  $l_{dec}$  находилось как полусумма значений на крыльях. Для представленного на рисунке 2.5 распределения  $l_{dec} = 2$  мм.

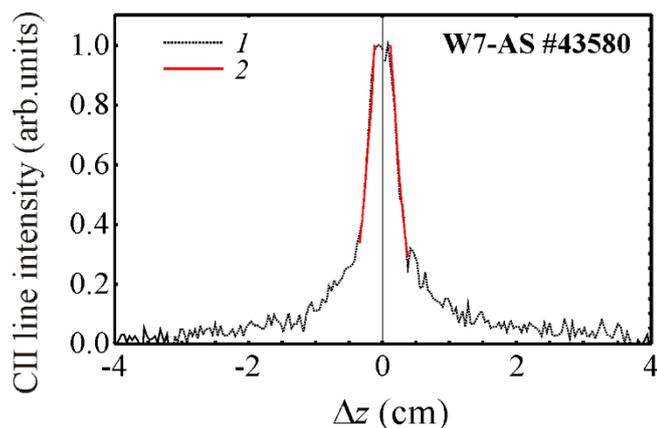


Рисунок 2.5 – 1 – Продольное распределение интенсивности излучения иона  $C^{+}$  в облаке в разряде #43580 установки W7-AS, полученное с мгновенной фотографии при  $r_{eff} \cong 9$  см; 2 – найденные экспоненциальные зависимости

### 2.1.3. Анализ размеров излучающих областей углеродного облака в предположении ионизации горячими электронами

Общий вид выражения для длины ионизации ионов  $C^{+}$  горячими электронами фоновой плазмы и электронами облака следующий:

$$l_{ion}^{total} = \frac{M \cdot c_s}{\delta_{n,plc} n_e \langle \sigma_{C^{+} \rightarrow 2^{+}} \nu \rangle_{T_e} + n_{cld} \langle \sigma_{C^{+} \rightarrow 2^{+}} \nu \rangle_{T_{cl}}} . \quad (2.2)$$

Здесь  $\langle \sigma_{C^{+} \rightarrow 2^{+}} \nu \rangle_{T_{cl}}$  и  $\langle \sigma_{C^{+} \rightarrow 2^{+}} \nu \rangle_{T_e}$  - скоростные коэффициенты ионизации электронным ударом иона  $C^{+}$  из основного состояния, вычисленные в предположении максвелловской функции распределения при температуре холодных электронов облака и горячих электронов фоновой плазмы соответственно [102],  $M = u/c_s$  - число Маха для испарившегося вещества макрочастицы,  $u$  - скорость разлёта испарившегося вещества, скорость звука в изотермическом приближении  $c_s = \sqrt{2 \frac{T_{cl}}{m_C}}$ . Также для учета потерь горячих электронов в облаке по пути к области ионизации введен фактор экранирования  $\delta_{n,plc}$ .

Известен (см. параграф 1.1) фактор экранирования  $\delta_q$  для потока тепла, переносимого электронами фоновой плазмы, который можно определить из экспериментальных измерений:

$$\delta_q = \frac{\varepsilon \dot{N}}{q_e 2\pi r_p^2}, \quad (2.3)$$

где  $r_p$  – текущий радиус макрочастицы,  $\varepsilon$  – эффективная энергия сублимации ( $\varepsilon \cong 1,5$  эВ для мономера  $C_8H_8$  полистирола [103],  $\varepsilon \cong 8,8$  эВ для углерода [17]), переносимая электронами неэкранированная плотность потока тепла из плазмы  $q_e = \frac{1}{4} n_e \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} \times 2T_e$ ,

$\dot{N}$  – скорость испарения,  $T_e$  и  $n_e$  – температура и концентрация электронов горячей плазмы. Было использовано приближение

$$\delta_{n,plc} = \sqrt{\delta_q}, \quad (2.4)$$

обоснованное в [63].

На раннем этапе исследований испарения углеродных макрочастиц было установлено, что для них имеет место лишь незначительное экранирование. На основании этого был сделан вывод, что плотность таких облаков достаточно низкая. Кроме того, предполагалось, что температура в таких облаках составляет величину порядка 1 эВ. А поскольку скоростной коэффициент ионизации  $\langle \sigma_{C^{+ \rightarrow 2+}} \nu \rangle_{T_{cld}}$  при столь низких температурах пренебрежимо мал, считалось, что ионизация и возбуждение в таких облаках определяются горячими электронами фоновой плазмы, и можно пользоваться упрощенной формулой:

$$l_{ion}^{hot} = \frac{u}{\delta_{n,plc} n_e \langle \sigma_{C^{+ \rightarrow 2+}} \nu \rangle}. \quad (2.5)$$

Однако, при численном моделировании таких облаков с использованием кода LLP [65], температура электронов в облаке оказалась несколько выше, а именно 2,5 – 5 эВ. После этого экспериментальные данные об облаках вблизи углеродных макрочастиц на W7-AS были проанализированы подробнее.

На рисунке 2.6 по оси абсцисс отложены оцененные по формуле (2.5) длины ионизации в месте нахождения макрочастицы, а по оси ординат оцененные из МФ значения  $l_{dec}$ . При этом для вычисления длины ионизации использовалось два предполагаемых значения температуры облака 1 и 2,5 эВ, соответствующие длины ионизации обозначены  $l_{ion}^{hot1}$  и  $l_{ion}^{hot2,5}$ . Разлет считался звуковым  $M = 1$ , а фактор экранирования для потока частиц полагался  $\delta_{n,plc} \cong 0,9$ . Характерные продольные длины спада вычислялись в момент наиболее развитого испарения. Рассмотрено несколько

десятков разрядов, для которых концентрация электронов в центре плазменного шнура варьировалась в диапазоне:  $n_{e0} \cong (1 - 10) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ , а температура в диапазоне:  $T_{e0} \cong (0,5 - 6,0) \text{ кэВ}$ . Из рисунка 2.6 видно, при  $T_{cl} = 1 \text{ эВ}$ , измеренные характерные продольные длины спада  $l_{dec}$  вполне могут быть сопоставимы с длиной ионизации  $\text{C}^+$  горячими электронами. Но увеличение температуры облака даже до меньших из предсказываемых при моделировании значений  $T_{cl} = 2,5 \text{ эВ}$  приводит к заметному расхождению между  $l_{dec}$  и  $l_{ion}^{hot}$ .

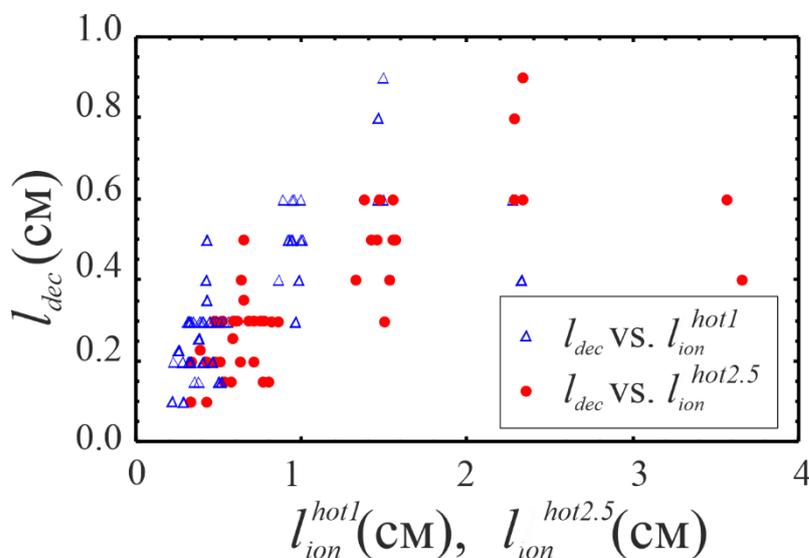


Рисунок 2.6 – Абсцисса - длины ионизации  $l_{ion}^{hot}$  при двух температурах электронов облака:  $\Delta$  - 1 эВ и  $\bullet$  - 2,5 эВ. Ордината - длины спада интенсивности линии СII

Поведение длины ионизации иона  $\text{C}^+$  и спада излучения в линии СII были также проанализированы в зависимости от стадии испарения. Результаты можно описать на примере разряда #43580. Его параметры в момент инжекции были следующими:  $T_{e0} = 1,4 \text{ кэВ}$ ,  $n_{e0} = 6,2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $R_0 = 2,05 \text{ м}$ ,  $a_{eff} = 0,17 \text{ м}$ ,  $B = 2,55 \text{ Тл}$ ,  $P_{ECRH} = 410 \text{ кВт}$ . Скорость макрочастицы  $v_p = 310 \text{ м/с}$ , а исходный радиус  $r_{p0} = 0,19 \text{ мм}$ .

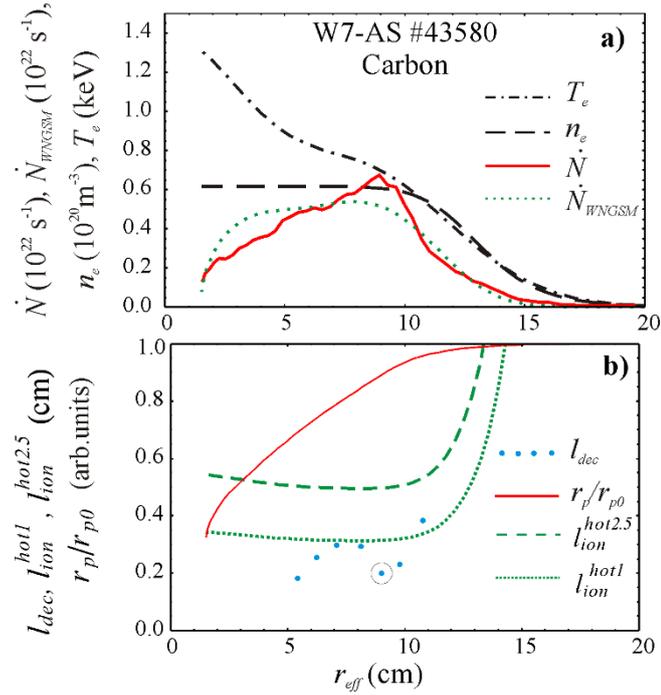


Рисунок 2.7 – Зависимости параметров фоновой плазмы, скорости испарения и длин ионизации в зависимости от положения макрочастицы в пространстве

На рисунке. 2.7а показаны зависимости температуры  $T_e$  (штрихпунктирная кривая) и концентрации  $n_e$  (штриховая кривая) электронов от эффективного малого радиуса  $r_{eff}$  магнитной поверхности, а также измеренная скорость испарения  $\dot{N}$  (сплошная кривая) и рассчитанная по модели слабого нейтрального экранирования  $\dot{N}_{WNGSM}$  (пунктирная кривая) [17]. На рисунке. 2.7б приведены зависимости  $r_p/r_{p0}$  (сплошная кривая), длины ионизации иона  $C^+$  электронами горячей плазмы  $l_{ion}^{hot1}$  при  $T_{cl} = 1$  эВ (пунктирная кривая) и  $l_{ion}^{hot2.5}$  при  $T_{cl} = 2,5$  эВ (штриховая кривая), а также длины продольного спада  $l_{dec}$  (голубые кружки), измеренные по МФ в соответствующие моменты испарения. Окружностью выделено значение  $l_{dec}$ , найденное при нахождении макрочастицы на  $r_{eff} \cong 9$  см.

Из сопоставления профилей длин ионизации  $l_{ion}^{hot1}$  и  $l_{ion}^{hot2.5}$  с профилями концентрации и температуры электронов на Рис. 2.7 следует тот же вывод, что и при анализе характерных длин по множеству разрядов. В предположении температуры облака  $T_{cl} = 1$  эВ наблюдаемые длины спада могут, хоть и не всегда, согласоваться с длиной ионизации разлетающихся ионов  $C^+$  электронами фоновой плазмы. Но при более высоких значениях температуры, соответствующих предсказаниям расчетов [65], для

объяснения наблюдаемых длин спада излучения в линии СII оказывается недостаточно учитывать только горячие электроны. Совместный вклад горячих и холодных электронов в ионизацию рассматривается в следующем параграфе.

## 2.2. Сопоставление характерных размеров углеродных и углеводородных пеллетных облаков с длинами ионизации горячими электронами фоновой плазмы и холодными электронами пеллетного облака

Влияние электронов облака на ионизацию целесообразно начать рассматривать со случая углеводородных облаков, поскольку, во-первых, они хорошо изучены, а во-вторых, вклад в ионизацию электронов облака является доминирующим. В проведенных на гелиотроне LHD исследованиях были измерены концентрация и температура электронов в углеводородных облаках. Диапазон этих параметров был:  $n_{cl} \cong (4 - 20) \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$  и  $T_{cl} \cong 2 - 6 \text{ эВ}$  (см. подпараграф 1.2.3). Такие значения параметров заранее позволяют предположить, что вклад вторичных электронов облака в процессы ионизации и возбуждения будет определяющим, в том числе и при формировании излучающих областей в линии СII (723 нм). Для подтверждения этого предположения было проанализировано несколько десятков разрядов LHD при развитом испарении полистироловых макрочастиц.

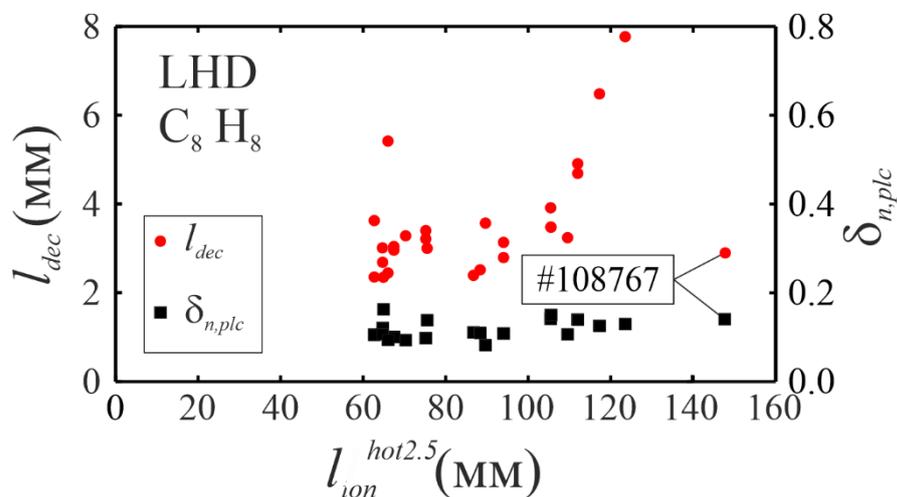


Рисунок 2.8 – Абсцисса - длины ионизации  $l_{ion}^{hot}$  температуре электронов в облака 2,5 эВ.

Ордината: (●) - длина спада интенсивности линии СII, (■) – фактор экранирования потока электронов плазменным облаком

Из данных на рисунке 2.8 можно видеть, что измеренные длины спада интенсивности линии СII  $I_{dec}$  во всех случаях на порядок меньше оценок значений длин ионизации иона  $C^+$  электронами горячей плазмы. Во многом это определяется значительным (почти на порядок) ослаблением потока электронов из окружающей плазмы во внешней части плазменного облака, перед тем, как они достигают области с преобладающим зарядовым состоянием ионов  $C^+$ .

Для оценки длины ионизации иона  $C^+$  как в углеродных облаках на W7-AS, так и в углеводородных на LHD с учетом вклада электронов облака использовалось выражение (2.2). Но для его применения необходимо знать концентрацию и температуру электронов в облаке. В углеводородном облаке на LHD они измерялись в эксперименте (в той части облака, где присутствует излучение линии  $H\beta$ ). Для облаков из углерода имеются лишь результаты численных расчетов [65]. Экспериментально подтвержденные значения концентрации и температуры электронов в углеродных облаках в интересующих разрядах отсутствуют. По этой причине температуру при дальнейшем анализе рассматривали в качестве варьируемого параметра, а концентрация оценивалась из уравнения для материального баланса:

$$2\pi r_{cl}^2 n_{hy} u = \dot{N}. \quad (2.6)$$

Здесь  $n_{hy}$  – суммарная концентрация всех сортов ионов и нейтральных атомов, усредненная по поперечному сечению облака,  $r_{cl}$  - радиус облака поперек магнитного поля. В области, где происходит ионизация иона  $C^+$ , все атомы считались ионизованными однократно. Из этого следует  $n_{cl} = n_{hy}$ . Пеллетные облака вблизи макрочастиц имеют высокую плотность, оцененная частота электрон-электронных столкновений лежит в диапазоне  $(10^{11} - 10^{12}) \text{ c}^{-1}$ , а частота электрон-ионных столкновений в диапазоне  $(10^6 - 10^7) \text{ c}^{-1}$ . Эти значения выше ожидаемого обратного времени изменения параметров плазмы облака, которое оценивалось как  $u/l_{dec} \sim 10^6 \text{ c}^{-1}$ . Из вышесказанного следует, что температуры электронов и ионов в облаке можно считать равными. Радиус облака  $r_{cl}$  оценивался как половина ширины на полувысоте измеренного распределения интенсивности излучения линии СII в поперечном направлении. Это оценка сверху, поскольку даже небольшой степени ионизации испарившегося вещества достаточно для остановки его конвективного разлёта поперек магнитного поля [104], следовательно, начало активной вторичной ионизации свидетельствует о том, что всё испарившееся вещество локализовано в канале с радиусом  $r_{cl}$ .

Для случая испарения полистироловых макрочастиц в плазме гелиотрона LHD в качестве примера приведем результат анализа разряда #108767. Основные сведения приведены в таблице 2.1. Изображение облака получено в момент нахождения макрочастицы на  $r_{eff} \cong 0,39$  м, измеренная в этот момент скорость испарения (в мономерах  $C_8H_8$ )  $\dot{N} \cong 2,8 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ . Измеренные с помощью полихроматора  $T_{cl} = 3,3$  эВ и  $n_{cl} = 10^{23} \text{ м}^{-3}$  [12] на расстоянии  $\Delta z \cong 5,8$  мм от центра облака (где начинается интенсивная ионизация иона  $C^+$ ). Радиус пеллетного облака  $r_{cl} = 3$  мм. Скорость звука в предположении, что углерод и водород ионизованы однократно,  $c_s = 1,3 \cdot 10^4$  м/с. Тогда для выполнения (2.6) необходимо, чтобы  $M = 0,6$ . При дальнейшем использовании (2.6) для оценки концентрации в углеродных и углеводородных облаках будем рассматривать  $M$  в диапазоне 0,5 - 1,0.

Таблица. 2.1 Параметры, окружающей плазмы, макрочастицы, поперечный размер излучающей области в разряде #43580 стелларатора W7-AS (при  $r_{eff} \approx 9$  см) и в разряде #108767 гелиотрона LHD (при  $r_{eff} \approx 39$  см).

параметр\разряд	#43580 W7-AS	#108767 LHD
$P_{ECRH+NBI}$	0,45	9,9
$r_p$ (мм)	0,18	0,33
$v_p$ (м/с)	310	483
$r_{eff}$ (м)	0,09	0,39
$n_e$ ( $10^{19} \text{ м}^{-3}$ )	6,07	1,96
$T_e$ (кэВ)	0,70	1,37
$\dot{N}$ ( $10^{21} \text{ с}^{-1}$ )	6,7	2,84*
$\delta_q$	0,81	0,019
$\delta_{n.plc}$	0,9	0,14
$l_{dec}$ (мм)	2,0	2,9
$I_{ion}^{hot1}, I_{ion}^{hot2.5}$	3,1; 4,9	97; 153
$r_{cl}$ (мм)	2,7	3,0

\* в мономерах  $C_8H_8$

С использованием приведенных в таблице 2.1 данных об испарении в разряде #43580 W7-AS уравнение (2.6) применено для расчета зависимости концентрации электронов  $n_{cl}$  в сечении, где испарившееся вещество однократно ионизовано, от температуры  $T_{cl}$  при значениях  $M$ , равных 0,5 и 1,0.

На рисунке 2.9 приведены рассчитанные с использованием уравнений (2.2) и (2.5) длины ионизации  $S^+$ , в зависимости от температуры электронов в облаке  $T_{cl}$ . Длины ионизации  $S^+$  только электронами фоновой плазмы (2.5) при  $M = 1$  и  $M = 0,5$  обозначены  $l_{ion}^{hot(M=1)}$  и  $l_{ion}^{hot(M=0.5)}$ . Длины ионизации  $S^+$  электронами фоновой плазмы с учетом ионизации электронами облака (2.2) при  $M = 1$  и  $M = 0,5$  обозначены  $l_{ion}^{total(M=1)}$  и  $l_{ion}^{total(M=0.5)}$ . Штрихпунктирными прямыми показаны длины продольного спада интенсивности излучения линии СП  $l_{dec}$ , измеренные по фотографиям излучающих областей. Отношение  $l_{ion}^{hot} / l_{ion}^{cld}$  характеризует относительный вклад в ионизацию электронов облака по сравнению с горячими электронами. Оно показано пунктирными кривыми.

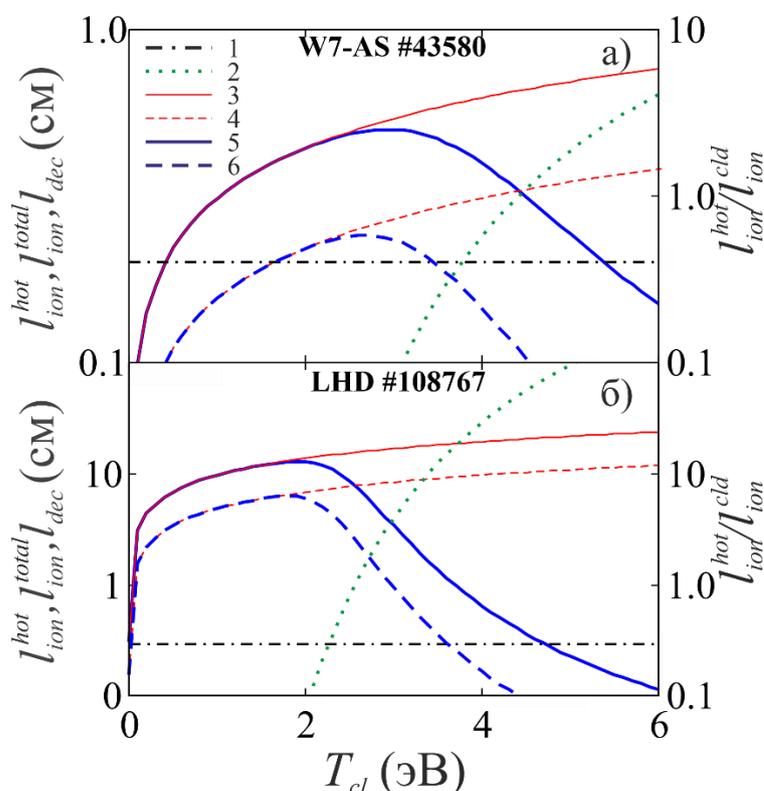


Рисунок 2.9 – Зависимость характерных длин от температуры pelletного облака: 1 –

$l_{dec}$ , 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 –  $l_{ion}^{total(M=0.5)}$

Поведение показанных на рисунке 2.9 кривых 5 и 6 определяется двумя процессами: медленным увеличением скорости околосвукового разлета облака при повышении его температуры и быстрым, близким к экспоненциальному, увеличением скорости ионизации электронами облака. Можно заметить, что значения кривой 5 не

превышают значения  $l_{dec}$  (прямая 1) в двух диапазонах температур: при  $T_{cl} \leq 0,5$  эВ и при  $T_{cl} \geq 5,5$  эВ.

Оказывается, что при  $T_{cl} \approx 0,5$  эВ из-за низкой скорости разлета достаточно учитывать ионизацию  $C^+$  только горячими электронами для объяснения наблюдаемого продольного спада интенсивности. Однако при таких низких скоростях разлета оцененная с помощью уравнения (2.6) концентрация электронов будет в 3 – 4 раза выше, чем при температуре 5,5 эВ, соответствующей второму пересечению кривой 5 с  $l_{dec}$ . При столь значительном увеличении концентрации в облаке ослабление теплового потока горячих электронов, в соответствии с [17], заметно вырастет. Это приведет к рассогласованию измеренной в эксперименте скорости испарения и фактора экранирования с расчетным значением экранирования на плазменной части облака. Кроме того, значение температуры  $T_{cl} \approx 0,5$  эВ оказывается заметно меньше температуры, полученной при моделировании с учётом энергобаланса в облаке [65].

Исходя из этого, можно сделать вывод, что в реальности реализуется пересечение кривых 1 и 5 при температуре  $T_{cl} \approx 5,5$  эВ. Если предположить, что разлёт происходит со скоростью звука ( $M = 1,0$ ), то совместный вклад горячих и холодных электронов в ионизацию будет достаточным для объяснения наблюдаемой продольной длины спада интенсивности излучения линии CII. При этом вклад холодных электронов примерно в 2,5 раза будет превышать вклад горячих. Если предположить, что разлёт дозвуковой, например,  $M = 0,5$ , то требуется меньший вклад электронов облака, и для объяснения наблюдаемой длины спада линии CII  $T_{cl}$  должна быть примерно 3,5 эВ. В этом случае скорость ионизации горячими электронами будет в 6 раз превышать скорость ионизации холодными электронами.

Следует отметить, что полученные оценки температуры 3,5 – 5,5 эВ хорошо согласуются с результатами моделирования [65], где в области интенсивной ионизации из  $C^+$  в  $C^{2+}$  предсказываются значения температуры 2,5 – 5,0 эВ.

Что касается углеводородного облака на LHD, то из рисунка 2.9б видно, что вклад горячих электронов в ионизацию оказывается незначительным, а ионизационный баланс определяется главным образом электронами облака. И это не зависит от того, происходит разлет вещества со звуковой скоростью или с дозвуковой. Во многом это объясняется высокой плотностью углеводородного облака, приводящей к сильному, до 5 раз, экранированию потока горячих электронов. Наблюдаемая длина спада интенсивности излучения линии углерода CII может достигаться при температуре

облака 3,5 – 4,5 эВ. Такое значение  $T_{cl}$  согласуется с результатами пространственно-разрешенных измерений температуры в облаке [11].

### 2.3. Оценки характерных размеров литиевого пеллетного облака в плазме TFTR

Прежде всего, необходимо отметить, что особенностью литиевых пеллетных облаков является то, что характерный размер спада вдоль магнитного поля суммарной концентрации атомов и ионов в TFTR составляет (12 – 14) см и практически совпадает с наблюдаемыми размерами спада излучения иона  $\text{Li}^+$  ~ (10 - 14) см. Это может объясняться тем, что вторичная ионизация не успевает произойти даже на таком расстоянии от макрочастицы.

На рисунке 2.10 можно видеть зависимости рассчитанной длины ионизации от температуры облака при учете вклада электронов фоновой плазмы и электронов облака. Спад суммарной концентрации в облаке не учитывался. Параметры облака и фоновой плазмы, для которых построены зависимости, приведены в таблице 2.2.

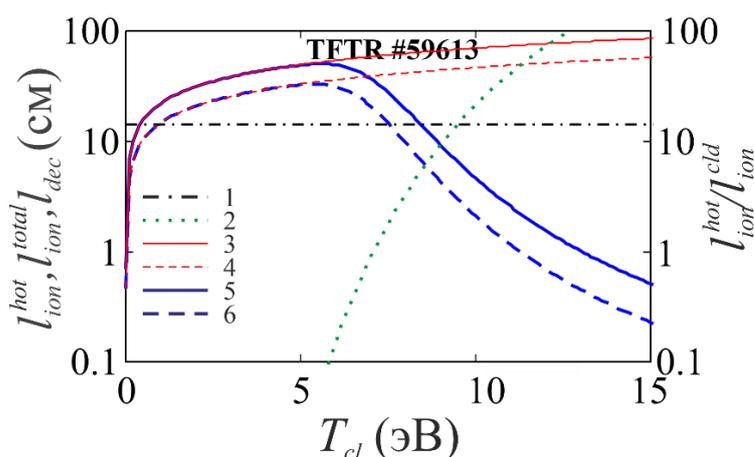


Рисунок 2.10 – Зависимость характерных длин от температуры пеллетного облака: 1 -

$$l_{dec}, 2 - l_{ion}^{hot} / l_{ion}^{cld}, 3 - l_{ion}^{hot(M=1,5)}, 4 - l_{ion}^{hot(M=1)}, 5 - l_{ion}^{total(M=1,5)}, 6 - l_{ion}^{total(M=1)}$$

Значения  $r_{cl}$  и концентрации электронов облака взяты из баланса в модели нейтрального и плазменного экранирования, описанной в подпараграфе 3.1.4. Видно, что при температуре облака примерно 5,5 эВ вторичная ионизация минимально влияет на размер излучающей области. При температуре около 10 эВ скорость вторичной ионизации становится достаточной для обеспечения наблюдаемой длины спада, если не учитывать наличие спада общей концентрации тяжелых частиц в облаке. Отсюда можно предположить, что температура в доступной для экспериментального наблюдения части

литиевого облака не превышает 10 эВ. С учетом спада концентрации тяжелых частиц облака, наилучшее соответствие длины ионизации экспериментально наблюдаемой длине спада излучения достигается при температуре 5,5 эВ. Эти оценки заметно меньше, чем значения, сообщаемые в [22], где средняя температура во внешней части облака оценивалась как (10 – 15) эВ. Такое расхождение вполне объяснимо, поскольку в упомянутой работе оценка выполнялась в предположении, что в области активного излучения иона  $\text{Li}^+$  ширина спектральной линии определяется доплеровским механизмом. В то же время, на расстоянии нескольких миллиметров от макрочастицы, в области излучения  $\text{Li}^0$  доминирующим механизмом уширения предполагается Штарковский. Однако, в соответствии с современными представлениями, спад концентрации электронов в узком канале разлета происходит значительно медленнее, чем предполагалось в работе [22]. В связи с этим Штарковский механизм продолжает играть роль и на значительном удалении от макрочастицы вплоть до 15 см, а, возможно, и дальше. Тогда интерпретация всего измеренного уширения в качестве доплеровского приводит к эффективному завышению температуры.

Таблица. 2.2 Параметры макрочастицы, окружающей плазмы, а также поперечный размер излучающей области вблизи макрочастицы в разрядах #59613 TFTR (в момент нахождения макрочастицы на  $r_{eff} \approx 34$  см).

параметр/разряд	#59613 TFTR
$r_p$ (мм)	0,85
$r_{eff}$ (м)	0,34
$n_e$ ( $10^{19} \text{ м}^{-3}$ )	1,40
$T_e$ (кэВ)	3,30
$\dot{N}$ ( $10^{23} \text{ с}^{-1}$ )	7,5
$\delta_q$	0,39
$\delta_{n.plc}$	0,28
$l_{dec}$ (мм)	0,68
$l_{ion}^{hot1}, l_{ion}^{hot2.5}$	3,1; 4,9
$r_{cl}$ (мм)	2,7

Однако, ионы  $\text{Li}^{2+}$  в наружных слоях канала разлета могут появляться, и возможность этого необходимо учитывать в расчетах нейтрализации быстрых протонов и альфа-частиц, пролетающих сквозь пеллетное облако. Окончательную ясность могут внести лишь пространственно-разрешенные измерения спектральной линии  $\text{Li}^{2+}$ .

Для расчетов нейтрализации быстрых протонов и альфа-частиц на примесных пеллетных облаках, которые приводятся в Главе 4, необходима информация о распределении испарившегося вещества по зарядовым состояниям. В связи с этим, были подобраны аналитические зависимости для описания распределений зарядовых состояний в облаке таким образом, чтобы выполнялся ряд условий:

1. Спад суммарной концентрации тяжелых частиц вдоль магнитного поля определяется скоростью поперечного дрейфа испарившегося и ионизовавшегося вещества в неоднородном магнитном поле. В дальнейшем (см. Главу 3), это предположение было использовано для учета роли плазменного экранирования и позволило согласовать рассчитанные по модели скорость испарения макрочастицы и размеры излучающих областей пеллетного облака с результатами экспериментальных наблюдений.
2. Выбранные распределения воспроизводят наблюдаемые размеры излучающих областей нейтральных атомов и низших ионизационных состояний (до 2 включительно) в облаке.
3. Выбранные распределения не противоречат законам сохранения: во-первых, всё испарившееся с поверхности макрочастицы вещество, разлетаясь вдоль магнитного поля со скоростью, близкой к скорости звука, отводится через канал разлёта с радиусом  $r_{cl}$ , во-вторых, поступающая из фоновой плазмы вдоль этого канала энергия достаточна для поддержания необходимой степени ионизации и температуры разлетающегося вещества.
4. Концентрация и температура электронов соответствует экспериментально измеренным значениям при наличии таких измерений.

Наиболее подробно изучена структура углеводородного облака вблизи испаряющейся в плазме полистироловой макрочастицы на гелиотроне LHD. Получены данные о пространственных распределениях излучения как нейтральных атомов  $H^0$ ,  $C^0$ , так и первого  $C^+$ , и второго ионов  $C^{2+}$  углерода, а кроме того, температуры  $T_{cl}$  и концентрации  $n_{cl}$  электронов облака. Дополнительно получены данные излучения в непрерывном спектре. В связи с этим, в первую очередь, были подобраны модельные распределения для этого случая. Использованные аналитические выражения приведены в Приложении А. Распределения показаны на рисунке 2.11. При их получении выбрано значение параметра  $r_0 = 3,8$  мм. Предполагается, что на таком удалении от оси облака поперёк магнитного поля полностью обращается в ноль концентрация испарившегося вещества.

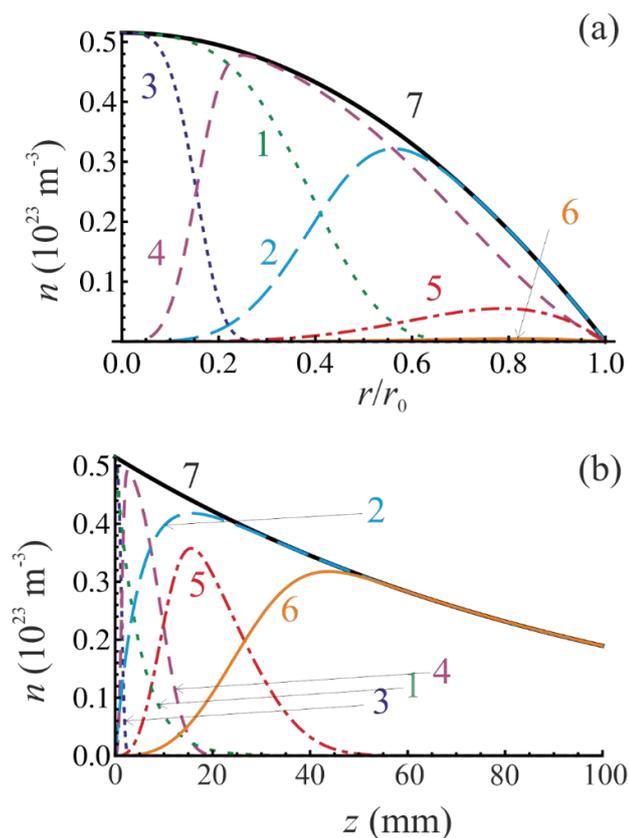


Рисунок 2.11 – (а) Распределения концентраций зарядовых состояний поперек магнитного поля при  $z = 0$  мм. 1 – для  $H^0$ , 2 – для  $H^+$ , 3 – для  $C^0$ , 4 – для  $C^+$ , 5 – для  $C^{2+}$ , 6 – для  $C^{3+}$ ; а также 7- для суммарных концентраций  $n_{H^0} + n_{H^+} = n_{C^0} + n_{C^+} + n_{C^{2+}} + n_{C^{3+}}$ . (б) продольные распределения концентрации на оси облака ( $r = 0$ ) водорода и углерода в соответствующих зарядовых состояниях

Описанный подход учитывает ионизацию углерода до  $C^{3+}$  включительно. Как видно из рисунка 2.11b, степень ионизации атомов углерода в облаке быстро меняется при удалении от макрочастицы вдоль магнитного поля. Уже на расстоянии 30 мм около половины ионов углерода ионизованы до  $C^{3+}$ , а на расстоянии 60 мм полностью отсутствуют ионы  $C^{2+}$ . При этом нет экспериментальных данных, позволяющих как-то судить о скорости дальнейшей ионизации. Поэтому в дальнейшем для расчётов  $F_0(E)$  целесообразно рассматривать область не далее  $\pm 60$  мм от макрочастицы в направлении магнитного поля.

Необходимо отметить, что на данный момент не существует достоверной модели для определения радиального распределения вещества в канале разлёта как для суммарной концентрации тяжелых частиц, так и для каждого ионизационного состояния. В частности, наблюдаемые размеры, а также оценки из законов сохранения существенно

превышают размеры канала, определяемые длиной свободного пробега нейтральных атомов относительно первичной ионизации. В связи с этим возникает некоторая неопределенность, какое количество вещества в высокоионизованном состоянии присутствует на внешнем слое канала разлета. Разрешена она может быть только путем проведения дополнительных экспериментальных измерений излучения ионов углерода в состоянии  $C^{3+}$  и выше.

Подход, аналогичный примененному выше для описания распределений локализации нейтрального и первых двух ионов углерода в углеводородном облаке, может быть применен для описания зарядового состава литиевого облака. Аналитические выражения для распределения ионизационных состояний в облаке вблизи Li макрочастицы, испаряющейся в токамаке TFTR, приведены в Приложении Б и показаны на рисунке 2.12.

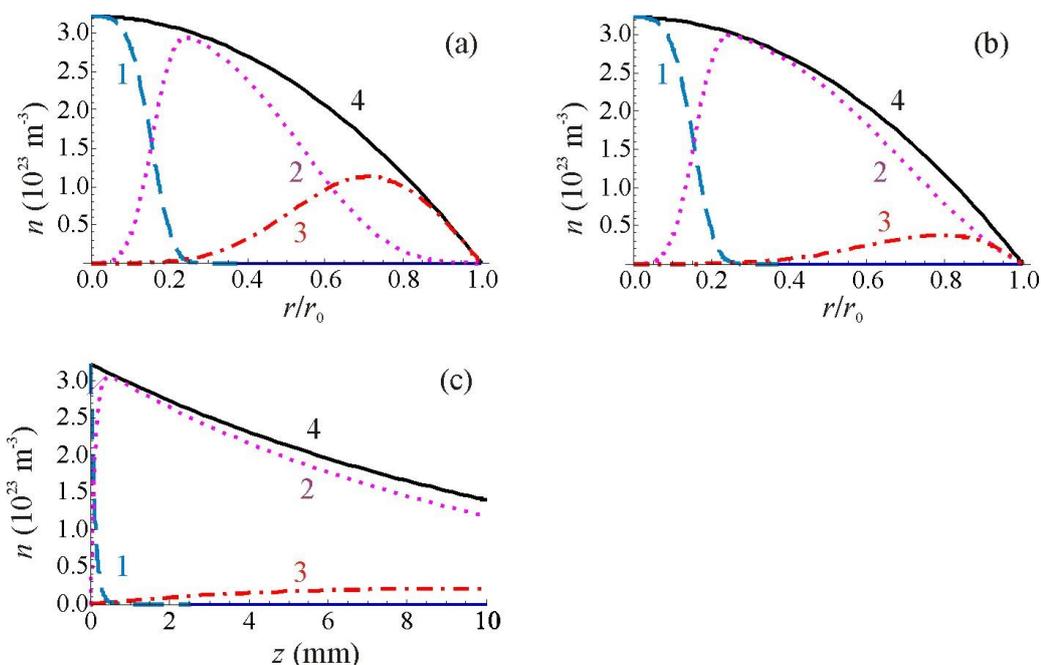


Рисунок 2.12 – (а) Поперечные распределения концентраций лития в различных зарядовых состояниях при  $z = 0$  мм, для случая значительной концентрации  $\text{Li}^{2+}$  на периферии облака; (б) – то же для случая малой концентрации  $\text{Li}^{2+}$  на периферии облака; (с) продольные профили на оси облака при  $r=0$ : 1 –  $\text{Li}^0$ ; 2 –  $\text{Li}^+$ ; 3 –  $\text{Li}^{2+}$ ; 4 – предполагаемая суммарная концентрация лития во всех зарядовых состояниях

Были использованы функциональные зависимости, аналогичные тем, которые приведены в Приложении А, а коэффициенты подбирались так, чтобы достичь

наилучшего соответствия полученного распределения  $\text{Li}^+$  экспериментально измеренному распределению излучения в линии  $\text{Li}^+$ , показанному на рисунке 1.13. Следует отметить ограниченность данных о светящихся литиевых облаках по сравнению с углеводородными облаками. Для улучшения качества таких аппроксимаций важны данные, расчетные и экспериментальные, о пространственных распределениях иона  $\text{Li}^{2+}$  в облаке. Такая информация может существенно повлиять на результат расчета сигналов РСХ диагностики (см. параграф 4.2).

#### 2.4. Выводы к главе 2

В заключении Главы 2 перечислим основные результаты, которые можно сформулировать на основании изложенного в данной главе:

1. Разработана методика оценки температуры в области свечения линии СII в углеродных и углеводородных облаках по характерному спаду интенсивности линии.
2. Сделанные оценки температуры  $T_{cl} \approx 3,5-4,5$  эВ и концентрации  $n_{cl} \approx 10^{23} \text{ м}^{-3}$  облаков вблизи испаряющихся углеводородных макрочастиц согласуются с результатами экспериментальных измерений  $T_{cl} \approx 3-5$  эВ и  $n_{cl} \approx 1,3 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$  для углеводородных облаков на LHD.
3. Сделанные оценки температуры  $T_{cl} \approx 3-5$  эВ для углеродного облака на установке W7-AS согласуются со значениями  $T_{cl} \approx 3-5$  эВ, полученными при моделировании испарения с помощью усовершенствованной версии 1,5-мерного МГД-кода LLP с улучшенной моделью переноса излучения.
4. Анализ результатов экспериментальных измерений размеров пеллетных облаков, излучающих в линии СII, а также оценок температуры и концентрации электронов в облаке показал, что для объяснения наблюдаемых в экспериментах продольных характерных длин спада излучения СII недостаточно учитывать вклад горячих электронов плазмы разряда. В ионизацию первого иона углерода вносят вклад также холодные электроны 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 в ионизацию холодных и горячих электронов оказываются сопоставимыми.

### **Глава 3. Исследование испарения примесных макрочастиц в плазме установок с магнитным удержанием**

Глава посвящена моделированию испарения примесных макрочастиц в плазме современных установок и сравнению измеренных скоростей испарения с предсказаниями по моделям, учитывающим различные комбинации механизмов экранирования: нейтрального, плазменного и электростатического. Модели испарения, описанные в этой главе, применимы в случае, когда частицы фоновой плазмы имеют близкое к максвелловскому распределение по скоростям. Учет влияния надтепловых частиц на испарение макрочастицы в указанных моделях принципиально возможен, при внесении в формулы соответствующих поправок, но необходимая верификация расчетов с экспериментальными данными для режимов с заметными популяциями надтепловых частиц вышла за рамки данной диссертационной работы. В подпараграфе 3.1.1 представлена аналитическая модель слабого нейтрального и электростатического экранирования для тугоплавких макрочастиц в случае, когда фактор экранирования не сильно отличается от единицы. Эта модель развита на основе модели слабого нейтрального экранирования [17], упоминавшейся в Главе 1. В подпараграфе 3.1.2 описана модель [33], развитая на основе модели испарения топливных макрочастиц [34] и позволяющая рассчитать скорость испарения макрочастицы в широком диапазоне ее параметров (заряда и массы ядра, энергии сублимации материала пеллета) и параметров фоновой плазмы (температуры и концентрации электронов) с учетом сильного нейтрального и электростатического экранирования в случае, когда фактор экранирования существенно меньше единицы. В подпараграфе 3.1.3 обсуждаются законы подобия для вычисления скорости испарения примесных макрочастиц в случае сильного нейтрального экранирования. Модель, учитывающая сильное нейтральное и плазменное экранирование, изложена в подпараграфе 3.1.4. В подпараграфе 3.2.1 параграфа 3.2 проводится сравнение результатов моделирования по моделям нейтрального экранирования, а также нейтрального и электростатического экранирования с экспериментальными данными по испарению примесных макрочастиц в различных установках. В подпараграфе 3.2.2 проводится сравнение измеренных и рассчитанных по модели нейтрального и плазменного экранирования профилей скорости испарения для полистироловых макрочастиц с в гелиотроне LHD. Выводы к Главе 3 сформулированы в параграфе 3.3.

### 3.1. Модели испарения примесных макрочастиц

#### 3.1.1. Модель слабого нейтрального экранирования (WNGS) и модель слабого нейтрального и электростатического экранирования (WNGES) для тугоплавких макрочастиц

В случае, когда энергия сублимации макрочастицы  $\varepsilon$  велика (например, для углерода, лития), а фоновая плазма имеет не слишком большую температуру  $T_e$  и концентрацию  $n_e$  электронов, реализуется случай слабого экранирования, когда небольшая часть первичного потока тепла из фоновой плазмы теряется в облаке, и фактор экранирования  $\delta$  не сильно отличается от 1. Для этого случая в работе [17] была развита модель слабого нейтрального экранирования (WNGS – Weak Neutral Gas Shilding) для тугоплавких примесных макрочастиц, согласно которой скорость испарения макрочастицы определяется следующим аналитическим выражением:

$$\dot{N} = \frac{\delta}{\varepsilon} r_p^2 n_e \sqrt{\frac{8\pi T_e^3}{m_e}}, \quad (3.1)$$

где фактор экранирования  $\delta \approx 1$  имеет вид

$$\delta = \frac{1}{1 + \frac{1.725\sqrt{\pi}(\pi - 2)Z_p e^4 r_p n_e E_1(I_{eff}/T_e)}{\varepsilon V_{surf} \sqrt{2m_e T_e}}}, \quad (3.2)$$

Здесь  $Z_p$  – заряд ядра испарившегося атома, если  $\dot{N}$  выражена в атомах/с и энергия сублимации  $\varepsilon$  в эрг/атом (в случае, если с поверхности пеллета испаряются частицы, состоящие из более чем одного атома, то в качестве  $Z_p$  можно подставить суммарный заряд ядер в частице, а  $\dot{N}$  и  $\varepsilon$  выразить в расчете на одну испаренную частицу),  $e$  и  $m_e$  – заряд и масса электрона (ед. СГС),  $E_1$  – интегральная показательная функция,  $I_{eff}$  – эффективный потенциал ионизации для расчета неупругих потерь в нейтральном облаке, который в случае использования приближения Бете-Блоха для легких материалов приблизительно равен  $I_{eff}(\text{эВ}) \cong 5,5Z_p$  (см. [17]),  $V_{surf}$  – средняя скорость частиц, испаряемых с нагретой до температуры  $T_{surf}$  поверхности макрочастицы:

$$V_{surf} = \sqrt{\gamma T_{surf} / m_p}, \quad (3.3)$$

$\gamma$  – показатель адиабаты газа испарившихся частиц. При расчете скорости испарения макрочастицы в уравнениях (3.1-3.3) нужно использовать величины  $\varepsilon$ ,  $\gamma$ ,  $Z_p$  и  $m_p$  из Таблицы 3.1 и следить за выполнением условия  $\delta \geq 0,3$ .

С учетом возможного перепада потенциала  $\Delta\varphi$  на границе облако – окружающая плазма, плотность потока тепла электронов фоновой плазмы после прохождения потенциального барьера уменьшается в  $\exp(-e\Delta\varphi/T_e)$  раз. Учитывая этот факт, можно модифицировать выражение для скорости испарения следующим образом:

$$\dot{N} = \frac{\delta}{\varepsilon} r_p^2 n_e \sqrt{\frac{8\pi T_e^3}{m_e}} \exp\left(-\frac{e\Delta\varphi}{T_e}\right), \quad (3.4)$$

По данной формуле рассчитывается скорость испарения тугоплавкой макрочастицы в случае слабого нейтрального и электростатического экранирования (WNGES – Weak Neutral Gas and Electrostatic Shilding). Задача о пеллете аналогична задаче о зонде, находящемся под плавающим потенциалом. Она рассматривалась в нескольких работах [33,34,105,106], в которых предсказывалась величина потенциала на границе пеллетного облака и фоновой плазмы на уровне  $e\Delta\varphi/T_e \cong 1,5-1,8$ . Более корректный анализ в одномерном (вдоль магнитного поля) приближении (см. [15] стр. 73-74), предсказывает величину потенциала  $e\Delta\varphi/T_e \cong 1$ . Именно это значение мы будем использовать ниже при сравнении расчетных и экспериментальных значений скорости испарения примесных макрочастиц.

### 3.1.2. Модель нейтрального экранирования (NGS) и модель нейтрального и электростатического экранирования (NGES) для легкоплавких примесных макрочастиц

Для обобщения на случай примесных макрочастиц выбрана модель испарения топливной макрочастицы из работ [34, 19], которая учитывает сильное нейтральное экранирование (NGS – Neutral Gas Shilding), неоднородность испарения по поверхности макрочастицы, а также может включать электростатическое экранирование. Для модели сильного нейтрального и электростатического экранирования будет использоваться аббревиатура NGES (Neutral Gas and Electrostatic Shilding). Подход и формулы моделей NGS и NGES для топливных макрочастиц были описаны ранее в подпараграфе 1.2.4 Главы 1. Ниже мы обобщаем эти модели на случай примесных макрочастиц из материала с зарядом ядра  $Z_p$ .

Для расчета зависимости  $Q_p(\alpha, S_{n,pel})$  (1.34-1.35) в рамках «кинетического» подхода, в случае примесных макрочастиц, предлагается использовать приближения из работы [107] для функций потерь электронов и ионов:

$$L_e(E) = \frac{Z_p}{4.7 \cdot 10^{14} + 8.0 \cdot 10^{11} \cdot E}, \quad (3.5)$$

$$L_i(E) = Z_p \cdot 9.65 \cdot 10^{-17} \cdot E^{0.4}, \quad (3.6)$$

где  $Z_p$  – заряд ядра испаренного атома (для молекулы – суммарный заряд ядер составляющих ее атомов),  $L_{e,i}(E)$  выражена в эВ·см<sup>2</sup> на одну испаренную частицу (атом или молекулу), энергия  $E$  – в эВ.

При учете перепада потенциала  $\Delta\varphi$  на границе облака с окружающей плазмой, выражение для  $Q_e(S_n)$  модифицируется в соответствии с формулой (1.35). Формула для изменения  $Q_i(S_n)$  после прохождения потенциального барьера  $e\Delta\varphi$  на границе облака приводится в работе [34]. В диссертационной работе она не фигурирует, поскольку соответствующее увеличение  $Q_i$  в  $\sim 1,5-2$  раза не оказывает заметного влияния на испарение в отсутствие надтепловых ионов, когда  $Q_{i0} \ll Q_{e0}$ . В рамках одномерной модели для расчета потенциала облака использовалось, также как и выше, приближение  $e\Delta\varphi/T_e \approx 1$  [15].

Для вычисления зависимости  $Q_p(\alpha, S_n, \rho_e)$  в рамках «газодинамического» подхода для примесных макрочастиц предполагается, что закон подобия (1.22) применим также и для них, поскольку он был получен из формулы (1.18) и решения системы уравнений (1.15 - 1.17) в безразмерном виде, для которого важны не столько детали механизма потерь энергии первичных частиц в облаке, сколько пространственное распределение безразмерного фактора  $a(R)$  (1.20), характеризующего тепловыделение в облаке, и невозмущенное значение плотности потока тепла. Если  $a(R)$  определяется выражением (1.21), то  $K = 0,383$  [19] и, учитывая, что для топливных макрочастиц  $\gamma = 7/5$ , формула (1.36) для локальной скорости эрозии поверхности примесной макрочастицы  $dr_p/dt$  может быть записана в виде:

$$\frac{dr_p}{dt}(\alpha, S_n) = -0.52 \cdot \left( \frac{S_n}{r_p n_p} \right) \cdot \left[ \frac{r_p (Q_e(0) \cos \alpha + Q_i(0)) \times (\gamma - 1)}{m_p S_n} \right]^{1/3}, \quad (3.7)$$

где  $m_p$  – масса испаряемых частиц (атомов, молекул),  $n_p = \rho_p/m_p$  – их «концентрация» в твердом веществе пеллета с плотностью  $\rho_p$ ,  $\gamma$  – показатель адиабаты газа испарившихся частиц,  $S_n$  – интегральная толщина облака, вычисленная по формуле (1.23), где  $n$  – концентрация испарившихся частиц (атомов, молекул). При наличии электростатического экранирования  $Q_e(0) = Q_{e0} \exp(-e\Delta\varphi/T_e)$  и  $Q_i(0) \sim 2Q_{i0}$  (если  $Q_{i0} \ll Q_{e0}$ ), а без электростатического экранирования  $Q_e(0) = Q_{e0}$  и  $Q_i(0) = Q_{i0}$ . Здесь и далее

величина  $S_n$  обозначает полную интегральную толщину нейтрального облака (1.23), которая ранее в Главе 1 обозначалась как  $S_{n,pel}$ .

Для каждого элемента поверхности примесной макрочастицы  $dS_p$  (см. рисунок 1.15) можно получить локальное «балансное» самосогласованное значение интегральной толщины  $S_{n,bal}$  из уравнения для скорости испарения единицы поверхности, которое идентично выражению (1.37):

$$\frac{d\dot{N}}{dS_p} = \frac{Q_p(\alpha, S_{n,bal})}{\varepsilon} = -\frac{dr_p}{dt}(\alpha, S_{n,bal}) \cdot n_p, \quad (3.8)$$

Здесь  $\varepsilon$  – эффективная энергия сублимации материала пеллета, равная сумме энергии сублимации и энтальпии оттекающего газового потока в расчете на одну частицу, оторванную от поверхности пеллета (атом, молекулу). Зависимость  $Q_p(\alpha, S_n)$  вычисляется по формулам (1.34-1.35) с учетом модификации функций потерь электронов и ионов (3.5) и (3.6). Локальная скорость эрозии поверхности  $dr_p/dt(\alpha, S_n)$  определяется выражением (3.7). Интегрируя (3.8) по поверхности макрочастицы, можно найти полную скорость испарения  $\dot{N}$ .

Заметим, что формулы (3.7) и (3.8) инвариантны относительно выбора того, измерять ли величины  $n_p$ ,  $S_n$ ,  $m_p$  и  $\varepsilon$  из расчета на одну испаренную с поверхности пеллета частицу, либо на один испаренный в среднем атом. Такая инвариантность имеет место, поскольку указанные величины входят в формулы (3.7-3.8) в комбинациях  $(S_n/n_p)$ ,  $(m_p S_n)$ ,  $(\varepsilon n_p)$ , не зависящих от того, как их считать - в атомах или молекулах- и от того, в каком виде реально испаряется макрочастица – в виде атомов, молекул, кластеров и т.п.  $\dot{N}$  можно выразить как в атомах в секунду, так и в молекулах в секунду. При этом, применяя формулы (1.23, 1.34, 1.35, 3.5, 3.6, 3.7, 3.8), необходимо следить за тем, чтобы величины  $n_p$ ,  $S_n$ ,  $m_p = A_p m_{H0}$  и  $\varepsilon$  выражались единообразно. В Таблице 3.1 для некоторых материалов пеллета приведены значения атомной массы  $A_p$ ,  $Z_p$  и  $\varepsilon$  в расчете на один атом, испаряемый с поверхности пеллета. Там же указаны значения плотности материала макрочастицы  $\rho_p$  и показатель адиабаты газа испарившихся частиц  $\gamma$ .

### 3.1.3. Законы подобия для вычисления скорости испарения примесных макрочастиц в случае сильного нейтрального экранирования

Вычисление скорости испарения по газодинамической модели нейтрального экранирования (NGS), описанной выше в подпараграфе 3.1.2, требует численного расчета по коду. Для быстрой и доступной оценки скорости испарения удобно

пользоваться простыми аналитическими выражениями – скейлингами, т.е. законами подобия. Скейлинги из работ [25, 19, 69, 72], приведенные в подпараграфе 1.2.4 Главы 1, в значительном числе случаев описывают глубины проникновения в случае испарения топливных таблеток в плазме без заметных популяций надтепловых частиц. Эти скейлинги вида

$$\dot{N} \left( \frac{\text{атомов}}{\text{сек}} \right) \cong K n_e (\text{см}^{-3})^a T_e (\text{эВ})^b r_p (\text{см})^c, \quad (3.9)$$

отражают параметрическую зависимость скорости испарения, полученную при решении задачи о гидродинамическом разлете нейтрального облака в случае, когда весь поток энергии электронов теряется в этом облаке. Можно получить аналогичные скейлинги для испарения примесных макрочастиц из материалов с произвольным значением  $Z_p$  в условиях, когда фактор экранирования также значительно меньше единицы.

Таблица 3.1. Параметры материала макрочастиц для расчета их скорости испарения по модели сильного нейтрального экранирования в указанных диапазонах параметров максвелловской фоновой плазмы; константы для расчета скорости испарения по скейлингам (3.9, 3.12).

Материал макрочастицы	H <sub>2</sub>	D <sub>2</sub>	C <sub>8</sub> H <sub>8</sub>	Ar	Kr	Xe	Li	C <sup>1)</sup>	KCl
плотность $\rho_p$ , г/см <sup>3</sup>	0,0808	0,199	1,05	1,4	2,155	3,52	0,534	0,9	1,99
заряд ядра $Z_p$ <sup>2)</sup>	1	1	3,5	18	36	54	3	6	36
атомная масса $A_p$ , а.е.м. <sup>2)</sup>	1	2	6,5	39,9	83,8	131	6,94	12,0	70,9
энергия сублимации $\varepsilon$ , эВ <sup>2)</sup>	0,0053	0,0076	0,0625	0,08	0,112	0,156	2,089	8,79	2,13
показатель адиабаты газа $\gamma$	7/5	7/5	8/6	5/3	5/3	5/3	5/3	5/3	7/5
диапазон $n_e$ , см <sup>-3</sup>	10 <sup>13</sup> ÷ 10 <sup>14</sup>	10 <sup>13</sup> ÷ 10 <sup>14</sup>	10 <sup>13</sup> ÷ 10 <sup>14</sup>	10 <sup>12</sup> ÷ 10 <sup>14</sup>	10 <sup>12</sup> ÷ 10 <sup>14</sup>	10 <sup>12</sup> ÷ 10 <sup>14</sup>	3·10 <sup>13</sup> ÷ 10 <sup>14</sup>	10 <sup>14</sup> ÷ 10 <sup>15</sup>	10 <sup>13</sup> ÷ 10 <sup>14</sup>
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 экранирования, $\delta \times 100$	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 (3.9))	5,2·10 <sup>14</sup>	3,9·10 <sup>14</sup>	8,7·10 <sup>13</sup>	2,5·10 <sup>13</sup>	1,2·10 <sup>13</sup>	8,3·10 <sup>12</sup>	2,7·10 <sup>13</sup>	1,5·10 <sup>13</sup>	8,5·10 <sup>12</sup>
$a$ (степень при $n_e$ в (3.9))	0,453	0,455	0,46	0,451	0,454	0,453	0,497	0,487	0,477
$b$ (степень при $T_e$ в (3.9))	1,68	1,679	1,673	1,679	1,679	1,68	1,562	1,571	1,662
$c$ (степень при $r_p$ в (3.9))	1,453	1,455	1,46	1,451	1,454	1,453	1,497	1,487	1,447
Макс. отклонение <sup>3)</sup> (3.9), %	-12 ÷ +11	-11 ÷ +12	-11 ÷ +10	-14 ÷ +9	-14 ÷ +13	-14 ÷ +14	-3 ÷ +4	-5 ÷ +4	-11 ÷ +10
Макс. отклонение <sup>3)</sup> (3.12), %	-33 ÷ -5	-33 ÷ -3	-33 ÷ -5	-24 ÷ +8	-24 ÷ +18	-24 ÷ +17	-19 ÷ +27	-18 ÷ +28	-32 ÷ +4
Макс. отклонение <sup>3)</sup> (3.12), %	-64 ÷ +55	-64 ÷ +61	-60 ÷ +52	-66 ÷ +56	-67 ÷ +91	-68 ÷ +86	-34 ÷ +66	-42 ÷ +66	-52 ÷ +88

<sup>1)</sup> приведены значения для случая испарения углерода в виде атомов

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

<sup>3)</sup> максимальное отклонение значений, рассчитанных по скейлингу, от расчета по модели сильного нейтрального экранирования

$$m_p = A_p \cdot m_{aem}, \text{ где } A_p \text{ – атомная масса материала макрочастицы в атомных единицах массы } m_{aem} = 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ г, } n_p = \rho_p / m_p$$

Ниже будет показано, что результаты расчетов по газодинамической модели без учета электростатического потенциала находятся в согласии с экспериментальными значениями скорости испарения примесных макрочастиц в плазме без сильного дополнительного нагрева. Поэтому для различных материалов пеллета с помощью численных расчетов по газодинамической модели с  $\Delta\varphi=0$  (случай NGS) были построены аппроксимации вида (3.9). Для каждого материала были подобраны такие диапазоны  $n_e$ ,  $T_e$ ,  $r_p$  (см. Таблицу 3.1), в которых значение фактора экранирования  $\delta$  не превышало 0,1. По рассчитанным значениям  $\dot{N}$  были получены константа  $K$  и коэффициенты  $a$ ,  $b$ ,  $c$ , которые указаны в Таблице 3.1. В этой же таблице приведена максимальная для всего диапазона ( $n_e$ ,  $T_e$ ,  $r_p$ ) погрешность значений  $\dot{N}$ , получаемых по скейлингу (3.9) с указанными коэффициентами, относительно значений, полученных по NGS модели. Несмотря на довольно широкий диапазон параметров задачи, для всех рассмотренных материалов эта погрешность не превышает 15%.

Недостатком такого подхода является то, что коэффициенты в скейлинге (3.9) различны для разных материалов. Общий для всех материалов скейлинг, наиболее подходящий для аппроксимации результатов NGS модели в приближении сильного экранирования и отсутствия электростатического экранирования, можно получить из анализа уравнений (1.34, 3.7, 3.8). Из этих выражений следует, что

$$(S_{n,bal} \cdot Z_p)^{\frac{2}{3}} \propto \left( n_e^{-\frac{2}{3}} r_p^{-\frac{2}{3}} \varepsilon A_p^{-\frac{1}{3}} Z_p^{-\frac{2}{3}} (\gamma - 1)^{\frac{1}{3}} \right)^x T_e^y \quad (3.10)$$

и

$$\dot{N} \cong K_2 n_e^{\frac{1-2x}{3}} T_e^{\frac{1}{2}+y} r_p^{2-\frac{2(1+x)}{3}} \varepsilon^x A_p^{-\frac{1+x}{3}} Z_p^{-\frac{2(1+x)}{3}} (\gamma - 1)^{\frac{1+x}{3}} \quad (3.11)$$

Параметры  $K_2$ ,  $x$  и  $y$  можно подобрать, сделав минимальной погрешность предсказаний скейлинга (3.11) относительно предсказаний газодинамической NGS модели. В работе [19] из расчетов по NGS модели для водородной макрочастицы был получен скейлинг Кутеева-Цендина (1.38). Показатели степеней в нем соответствует показателям степеней в скейлинге (3.11) при  $x = -0,16$ . Тогда, используя степенную зависимость  $\dot{N}$  от  $Z_p$ ,  $\varepsilon$  и  $\gamma$  из (3.11), можно обобщить скейлинг (1.38) на случай примесных макрочастиц:

$$\dot{N} \left( \frac{am}{сек} \right) \cong 1.94 \cdot 10^{14} n_e (см^{-3})^{0.45} T_e (эВ)^{1.72} r_p (см)^{1.44} \varepsilon (эВ)^{-0.16} A_p (a.e.m.)^{-0.28} Z_p^{-0.56} (\gamma - 1)^{0.28} \quad (3.12)$$

В Таблице 3.1 приведены максимальные значения погрешности скорости испарения, найденной по скейлингу (3.12) относительно предсказаний NGS модели. В

указанных диапазонах значений  $n_e$ ,  $T_e$ ,  $r_p$ , эта погрешность для всех материалов не превышает 35%. Таким образом, универсальный для всех материалов скейлинг (3.12) аппроксимирует модель сильного нейтрального экранирования существенно лучше, чем скейлинг (3.13).

Единый для всех нетугоплавких материалов скейлинг можно получить из простых оценок для баланса частиц, импульса и энергии в облаке, подобно тому как это было сделано в работе [69] для скорости испарения водородного пеллета. Если в облаке преобладают неупругие потери энергии электронов (3.5), то степенная зависимость скорости испарения от параметров окружающей плазмы и материала макрочастицы будет выглядеть следующим образом:

$$\dot{N} \left( \frac{\text{атомов}}{\text{сек}} \right) \cong K_I n_e \left( \text{см}^{-3} \right)^{\frac{1}{3}} T_e \left( \text{эВ} \right)^{\frac{11}{6}} r_p \left( \text{см} \right)^{\frac{4}{3}} A_p \left( \text{а.е.м.} \right)^{\frac{1}{3}} Z_p^{-\frac{2}{3}} \quad (3.13)$$

Значения относительной разности между значениями, найденными по скейлингу (3.13) с константой  $K_I = 4 \cdot 10^{15}$ , и по NGS модели приведены в Таблице 3.1. Видно, что скейлинг (3.13) может давать значения, значительно отличающиеся от расчета по NGS модели, но разница не превышает 90%. Иными словами, модель NGS предсказывает с точностью до множителя  $\sim 2$  такие же значения, что и скейлинг (3.13). Отметим, что зависимость  $Z_p^{-\frac{2}{3}}$  можно увидеть также в скейлинге Паркса [73], который был получен по аналогии с водородным скейлингом работы [25] для N, Ne, Ar, Kr, Xe в режиме интенсивного испарения:

$$\dot{N} \left( \frac{\text{атомов}}{\text{сек}} \right) \cong K_{Parks} \left( Z_p \right) \cdot n_e \left( \text{см}^{-3} \right)^{\frac{1}{3}} T_e \left( \text{эВ} \right)^{1.64} r_p \left( \text{см} \right)^{\frac{4}{3}} A_p \left( \text{а.е.м.} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.14)$$

Значения константы Паркса  $K_{Parks}(Z_p)$  для Ar, Kr, Xe приведены в Таблице 3.1. Скорости испарения, рассчитанные по такому скейлингу, в среднем на 40% ниже значений, полученных по представленной здесь NGS модели. Это можно объяснить тем, что из-за более слабого торможения быстрых частиц в облаке, согласно уравнения (3.5), эффективная температура теплового потока, дошедшего до поверхности макрочастицы, при кинетическом рассмотрении оказывается выше, чем при моноэнергетическом подходе Паркса. Таким образом пренебрежение кинетическими эффектами, как и в случае топливных макрочастиц (см. подпараграф 1.2.4), приводит к недооценке скорости испарения.

Как указывалось в подпараграфе 1.2.5, скейлинг (1.41) для примесных макрочастиц был получен в работе [72] на основе простых оценок в 1D приближении, с

учетом только нейтрального экранирования и моноэнергетического потока тепла электронов фоновой плазмы с эффективной энергией  $E_{e0} = 2T_e$ , которым заменен поток тепла электронов с максвелловской функцией распределения. Показатели степеней в скейлинге (1.41) согласуются с показателями степеней в скейлингах (3.13) и (3.14), полученных в том же приближении. Вместе с тем, показатели степеней в скейлинге (3.12), построенном на основе расчетов по представленной здесь NGS модели, учитывающей кинетические и 2D-эффекты, согласуются с показателями степеней при  $n_e, T_e, r_p, A_p$  в скейлинге (1.42), построенном в работе [72] на основе оценок с учетом нейтрального и плазменного экранирования моноэнергетического потока тепла электронов. Причины такого совпадения не ясны до конца. Возможно, она заключается в том, что учет нейтрального и плазменного экранирования в работе [72], в некотором смысле, эквивалентен разбиению функции распределения электронов по энергиям на две компоненты: на высокоэнергетичные первичные электроны, способные преодолеть плазменное облако, и низкоэнергетичные, которые полностью тормозятся в нем. Вследствие такого «разбиения» по энергии, нейтрально-плазменная модель становится ближе к моделям, учитывающим функцию распределения электронов по энергиям, чем к моделям, в которых используется упрощенный моноэнергетический подход.

#### **3.1.4. Модель испарения примесных макрочастиц с учетом нейтрального и плазменного экранирования (NGPS)**

Как показывают оценки [50], которые можно сделать на основе экспериментальных данных о характерных размерах и концентрации электронов в углеводородном облаке, интегральная толщина  $S_{pl}$  плазменной части облака может быть сопоставима с интегральной толщиной  $S_{n,bal}$  его нейтральной части. Поэтому ниже представлена модель испарения примесных макрочастиц [75], которая учитывает экранирование потока тепла, поступающего на поверхность макрочастицы из фоновой плазмы, не только нейтральной, но и плазменной частью облака. Такая модель сильного нейтрального и плазменного экранирования для испарения примесных макрочастиц (сокращенно NGPS - Neutral Gas and Plasma Shielding) развивается на основе изложенной в подпараграфе 3.1.2 модели NGS для примесных макрочастиц [33]. Скорость испарения в модели NGPS определяется приблизительно так же, как и в описанной выше NGS модели, т.е. из баланса тепловых потоков, рассчитанных с помощью «газодинамического» и «кинетического» подходов, но учитывается тот факт, что тепловой поток, поступающий на внешнюю границу нейтрального облака,

предварительно ослабляется в плазменной части облака. Расчет скорости испарения макрочастицы и параметров ионизованной части облака происходит самосогласованно из соотношений, на которых базируется модель NGS, а также из уравнений баланса тепла и частиц в поперечном сечении облака на условной границе между его нейтральной и плазменной частями, и из выражения, связывающего интегральную толщину плазменной части облака  $S_{pl}$  с концентрацией холодных электронов  $n_{cl}$  и поперечным радиусом  $r_{cl}$  ионизованной части облака. В модели есть внешний параметр  $\nabla B/B$  (локальное значение градиента магнитного поля) и варьируемые параметры - число Маха  $M$  и параметр  $k$ , связанный с «ценой ионизации», значение которого будет пояснено ниже. Варьируемым или внешним параметром в модели является температура холодных электронов в однократно ионизованной части облака  $T_{cl}$ . Варьируемые параметры могут подбираться так, чтобы наилучшим образом описать экспериментально наблюдаемые значения  $r_{cl}$ ,  $n_{cl}$  и  $T_{cl}$ . Однако, как будет показано ниже, вариация этих параметров в достаточно широком диапазоне слабо влияет на расчетное значение скорости испарения  $\dot{N}$ , получаемое по модели NGPS.

Как и в представленной в подпараграфе 3.1.2 версии NGS модели для примесных макрочастиц, здесь рассматривается упрощенный случай, когда распределение частиц фоновой плазмы по скоростям близко к максвелловскому, с известными из эксперимента профилями температуры  $T_e$  и концентрации  $n_e$  электронов вдоль траектории макрочастицы. Предполагается, что скорость испарения определяется тепловыми электронами фоновой плазмы. Влияние надтепловых частиц (быстрых ионов при дополнительном NBI и/или ICRH нагреве, а также быстрых электронов при ECRH нагреве) на процесс испарения не учитывается, хотя в модели заложена возможность для того, чтобы такое влияние учесть. Как будет видно ниже из результатов моделирования, применение указанного упрощенного подхода оказывается оправданным для тех областей фоновой плазмы, где отсутствует заметная популяция надтепловых частиц. Электростатическое экранирование первичного потока тепла электронов не учитывается в силу аргументов приведенных выше в подпараграфе 3.1.3.

Наиболее полным набором доступных экспериментальных данных об  $\dot{N}$ ,  $r_{cl}$ ,  $n_{cl}$ ,  $T_{cl}$ , за время работы над диссертацией, были данные, полученные при измерениях параметров углеводородных пеллетных облаков вблизи полистироловых макрочастиц испарявшихся в плазме гелиотрона LHD [10-12]. Как было сказано выше в Главе 1, указанные измерения были выполнены с помощью изображающего полихроматора

NIOS [10]. В подпараграфе 3.2.2 диссертационной работы предсказания модели NGPS сопоставлены с данными этих измерений и показано, что модель NGPS позволяет впервые самосогласованно рассчитать скорость испарения примесной макрочастицы  $\dot{N}$  и характерные для однократно ионизованной части облака поперечный размер  $r_{cl}$  и концентрацию  $n_{cl}$  холодных электронов в облаке, учитывая значение температуры холодных электронов  $T_{cl}$  в этой части облака. Такое согласование одновременно всего набора экспериментальных данных об  $\dot{N}$ ,  $r_{cl}$ ,  $n_{cl}$ ,  $T_{cl}$  получено впервые.

Схематически картина испарения, в выбранном NGPS приближении, изображена на рисунке 3.1.

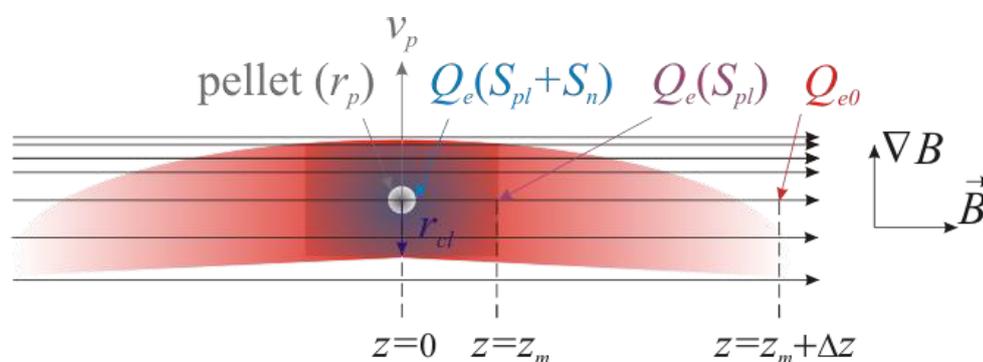


Рисунок 3.1 – Пояснительная схема к модели нейтрального и плазменного экранирования

В центре ( $z = 0$ ) находится сферическая макрочастица с радиусом  $r_p$ , которая движется со скоростью  $v_p$  приблизительно поперек магнитного поля. Значение скорости  $v_p$  считается неизменным. Оно используется для определения положения макрочастицы в текущий момент времени  $t$ . Вблизи макрочастицы образуется облако испарившихся с ее поверхности нейтральных частиц, которые разлетаются нормально от ее поверхности. По мере удаления от макрочастицы испаренное вещество прогревается, ускоряется, последовательно ионизуется и растекается вдоль направления  $z$  магнитного поля  $B$ . Кроме того, плазменное облако дрейфует в направлении большого радиуса установки, в результате его поляризации в неоднородном магнитном поле [108]. Благодаря этому сдуванию в поперечном направлении, плазменная часть облака имеет конечную интегральную толщину  $S_{pl}$  в направлении вдоль магнитного поля. В указанном приближении поток тепла, испаряющий макрочастицу, переносится к ее поверхности только “горячими” электронами вдоль силовых линий магнитного поля, а величина ослабления этого теплового потока после прохождения сквозь нейтральную часть

облака, как показано в работе [34], не зависит от положения элемента поверхности макрочастицы относительно направления магнитного поля, то есть от угла  $\alpha$ . Полный тепловой поток электронов фоновой плазмы, достигающий поверхности макрочастицы, в этом случае может быть найден как произведение эффективной собирающей площади поверхности макрочастицы  $S_p = 2\pi r_p^2$  на плотность теплового потока  $Q_{ep}$  вычисляемую по модели NGS [33] при  $\alpha = 0$ .

Подход NGPS модели основан на том, что поток тепла электронов фоновой плазмы предварительно ослабляется в плазменной части облака перед тем, как попасть в нейтральную часть. Поэтому плотность потока тепла электронов на внешней границе нейтрального облака, имеет величину  $Q_e(S_{pl})$ , которую при заданной интегральной толщине плазменной части  $S_{pl}$  можно найти по формуле, аналогичной (1.29), полученной из кинетического подхода к вычислению ослабления потока тепла электронов облаком:

$$Q_e(S) = \frac{4\pi}{m_e^{1/2} (2\pi T_e)^{3/2}} \int_0^1 \zeta d\zeta \int_0^\infty E^2 f_e(S, E, \zeta) dE$$

$$f_e(S, E, \zeta) = n_e \sqrt{\frac{E_0(S, E, \zeta)}{E}} \frac{L_e(E_0(S, E, \zeta))}{L_e(E)} \exp\left(-\frac{E_0(S, E, \zeta)}{T_e}\right), \quad (3.15)$$

Здесь,  $E_0$  – начальная энергия электронов фоновой плазмы,  $\zeta$  –pitch-угол относительно направления магнитного поля. Функция неупругих потерь энергии электронов  $L_e(E)$  вычисляется по формуле (3.5) в предположении, что потери энергии электронов на единицу длины пути, приходящиеся на одну испаренную частицу, приблизительно равны для ионизованной и неионизованной частей облака. Для полистироловой макрочастицы используется значение  $Z_p = (1+6) \cdot 8 = 56$  в расчете на мономер  $C_8H_8$ . Величина  $S$  в формуле (3.15) – это суммарная интегральная толщина облака

$$S = S_n + S_{pl} = \int_{r_p}^{\infty} (n_n(z) + n_{pl}(z)) dz, \quad (3.16)$$

где  $S_n$  и  $S_{pl}$  – значения интегральной толщины нейтральной и плазменной частей облака,  $n_n$  и  $n_{pl}$  – концентрации тяжелых частиц в нейтральном и плазменном облаках.

При  $S_{pl} = 0$  значение  $Q_e(0) = Q_{e0}$  соответствует исходной величине плотности первичного потока тепла электронов  $Q_{e0}$ . При фиксированном значении  $S_{pl}$ , балансная интегральная толщина  $S_{n,bal}$  нейтральной части облака находится так же, как и в подходе NGS модели, т.е. из баланса зависимости  $Q_{ep}(S_n)$ , рассчитанной с применением «кинетического» подхода

$$Q_{ep}(S_n) = \frac{4\pi}{m_e^{1/2} (2\pi T_e)^{3/2}} \int_0^1 \zeta d\zeta \int_0^\infty E^2 f_e(S_{pl} + S_n, E, \zeta) dE = Q_e(S_{pl} + S_n), \quad (3.17)$$

и зависимости

$$Q_{ep}(S_n) = 0.52 \cdot \left( \frac{S_n \cdot \varepsilon_s}{r_p} \right) \cdot \left[ \frac{(Q_{e0} - Q_{ep}(S_n)) \cdot (\gamma - 1)}{m_p S_n} \right]^{1/3} \approx 0.52 \cdot \left( \frac{S_n \cdot \varepsilon_s}{r_p} \right) \cdot \left[ \frac{Q_{e0} \cdot (\gamma - 1)}{m_p S_n} \right]^{1/3}, \quad (3.18)$$

найденной в рамках «газодинамического» подхода из выражений (3.7) и (3.8), при  $\alpha = 0$  и при заданных значениях  $Q_{e0}$  и  $S_{pl}$ . В случае макрочастицы из полистирола, при ее испарении в виде молекул  $C_8H_8$ , показатель адиабаты испарившегося углеводородного вещества  $\gamma = 8/6$  [33]. Обычно для упрощения расчетов в уравнении (3.18) используется хорошо выполняющееся приближение  $Q_{ep}(S_n) \ll Q_{e0}$ . Как следует из (3.18), интегральная толщина нейтрального облака  $S_n$  растет с плотностью испаряющего поверхность макрочастицы теплового потока  $Q_{ep}$  приблизительно как  $S_n^{2/3}$ .

При заданном значении  $S_{pl}$  подход NGS модели позволяет однозначно определить балансное значение интегральной толщины нейтрального облака  $S_{n,bal}$ , из которого можно найти соответствующие значения  $Q_e(S_{pl} + S_{n,bal})$  и скорости испарения:

$$\dot{N}(S_{pl}) = \frac{Q_e(S_{pl} + S_{n,bal}) \cdot 2\pi r_p^2}{\varepsilon} = \frac{\delta \cdot Q_{e0} \cdot 2\pi r_p^2}{\varepsilon}, \quad (3.19)$$

где  $Q_{ep}(S_{pl} + S_{n,bal}) = Q_{ep}(S_{n,bal})$  вычисляется по формуле (3.15), подставляя в нее вместо  $S$  балансное значение  $S_{n,bal}$ . Для полистироловой макрочастицы  $\varepsilon \cong 1,52$  эВ – энергия сублимации мономера полистирола  $C_8H_8$  из работы [103],  $\delta$ - фактор экранирования потока тепла электронов нейтральным и плазменным облаком, скорость испарения  $\dot{N}$  измеряется числом мономеров  $C_8H_8$  в секунду.

Из приведенных выше соображений, зависимость  $\dot{N}(S_{pl})$  можно считать однозначно заданной в рамках подхода NGS модели. Остается самосогласованно определить значение  $S_{pl}^*$ , при котором первичный поток тепла с плотностью  $Q_{e0}$  будет ослаблен до значений  $Q_e(S_{pl}^* + S_{n,bal}^*)$  у поверхности макрочастицы, как раз на столько, чтобы создалось нейтрально-плазменное облако с указанной интегральной толщиной  $S^* = S_{pl}^* + S_{n,bal}^*$ . В целях определения  $S_{pl}^*$ , далее рассмотрим систему уравнений баланса частиц и энергии на границе между нейтральной и однократно ионизованной частями облака, а также выражение, связывающее  $S_{pl}$  с поперечным размером  $r_{cl}$ , концентрацией

электронов  $n_{cl}$  и характерным размером  $\Delta z$  длины продольного спада концентрации тяжелых частиц плазменного облака.

Будем использовать следующее приближение относительно структуры плазменной части облака. Полагается что, начиная приблизительно с области  $z \cong \pm z_m$ , в которой достигается однократно ионизованное состояние испарившихся частиц, облако переходит от радиального разлета к одномерному разлету вдоль направления магнитного поля, в цилиндрическом канале радиуса  $r_{cl}$ . По аналогии с подходом, применявшимся в работах [31, 109], значение  $r_{cl}$  оценивается, исходя из нульмерного уравнения баланса энергии в «нейтральном» облаке, которое условно показано прямоугольником на рисунке 3.1 и имеет радиус  $r_{cl}$  и длину  $2z_m$ . При таком подходе предполагается, что энергия электронов фоновой плазмы  $Q_e(S_{pl})$ , поступающая на условную границу  $z \cong \pm z_m$  с эффективной поперечной площадью  $2\pi r_{cl}^2$ , расходуется на следующие энергетические каналы: 1)  $\varepsilon_s$  - испарение мономеров с поверхности макрочастицы; 2)  $\varepsilon_a \cong A_i \cdot T_{cl}$  - приобретение испаренным веществом ( $A_i = 16$  – количество атомов в мономере  $C_8H_8$ ) скорости порядка скорости звука при температуре  $T_{cl}$  в области однократной ионизации при  $z \cong \pm \Delta z_m$ ; 3)  $\varepsilon_h = 2A_i (3/2) \cdot T_{cl}$  - нагрев 16 ионов и 16 электронов до температуры облака  $T_{cl}$ ; 4)  $\varepsilon_d = 73$  эВ - разрыв межатомных связей в мономере  $C_8H_8$  [103]; 5)  $\varepsilon_i = (A_i/2) \cdot (11,26+13,6)$  эВ однократная ионизация 8 атомов углерода и 8 атомов водорода; 6)  $\varepsilon_e$  - излучение, выходящее за пределы пеллетного облака, которое предполагается пропорциональным энергии, потраченной на ионизацию  $\varepsilon_i$  так, что  $\varepsilon_e + \varepsilon_i = \kappa \cdot \varepsilon_i$ . Коэффициент  $\kappa$ , варьируется в расчетах в пределах от 1, что соответствует отсутствию потерь на излучение, до 2, что соответствует случаю, когда на каждую ионизацию облако теряет эквивалентную энергию посредством излучения из возбужденных состояний. Таким образом, для оценки  $r_{cl}$  получается следующее выражение:

$$r_{cl} = \sqrt{\frac{\varepsilon_s + \varepsilon_a + \varepsilon_h + \varepsilon_d + \kappa \varepsilon_i}{2\pi \cdot Q_e(S_{pl})}}, \quad (3.20)$$

Из значений скорости испарения  $\dot{N}$  (выраженной в мономерах/с) и радиуса облака  $r_{cl}$  можно оценить концентрацию электронов

$$n_{cl} = \frac{A_i \cdot \dot{N}}{2\pi r_{cl}^2 \cdot c_s}, \quad (3.21)$$

в однократно ионизованной части облака, разлетающегося вдоль магнитного поля с ионно-звуковой скоростью

$$c_s = \sqrt{\frac{4T_{cl}}{m_H + m_C}}. \quad (3.22)$$

Здесь  $m_H$  и  $m_C$  – массы атомов водорода и углерода.

Для вычисления  $S_{pl}$  предполагалось, что спад концентрации ионов в облаке в направлении  $z$  экспоненциальный с характерной длиной  $\Delta z$ :

$$n_{hv} = n_{hvm} \exp\left(-\frac{z - \Delta z_m}{\Delta z}\right), \quad (3.23)$$

Здесь,  $n_{hvm} = n_{C^+} + n_{H^+}$  – плотность ионов в точке  $\Delta z_m$ , соответствующей однократной ионизации испарившегося вещества. Такое предположение основано на аналитическом автомодельном решении задачи одномерного разлёта плазмы с постоянной температурой [15]. Ему также соответствуют результаты численного моделирования углеродных облаков в работе [65], где показано, что область быстрого роста температуры облака расположена вблизи макрочастицы, а по мере удаления от неё температура изменяется медленно (см. рисунок 11 этой работы). Для оценки продольного размера облака  $\Delta z$  предполагается, что, в соответствии с результатами работы [24], вещество покидает облако в поперечном к магнитному полю направлении с ускорением

$$g_{\perp} = -c_s^2 \frac{\nabla B}{B} \quad (3.24)$$

в неоднородном магнитном поле с относительным градиентом  $\nabla B/B$ . Тогда величину  $\Delta z$  можно оценить как произведение  $c_s$  из уравнения (3.22) и времени прохождения радиуса облака макрочастицы с ускорением  $g_{\perp}$ :

$$\Delta z = c_s(z) \sqrt{\frac{2r_{cl}}{g_{\perp}}} = c_s(z) \sqrt{\frac{2r_{cl}}{c_s(z)^2 \frac{\nabla B}{B}}} \approx \sqrt{\frac{2r_{cl}}{\frac{\nabla B}{B}}}. \quad (3.25)$$

Проинтегрировав выражение (3.23) от  $z_m$  до бесконечности и учитывая, что в области однократной ионизации суммарная концентрация тяжелых частиц равна концентрации электронов  $n_{hvm} = n_{cl}$ , получим следующее уравнение для оценки интегральной толщины плазменного облака:

$$S_{pl} = \Delta z \frac{n_{cl}}{A_i} \left(1 - \exp\left(\frac{z_m}{\Delta z} - 2\right)\right) \approx 0.865 \cdot \Delta z \frac{n_{cl}}{A_i}, \quad (3.26)$$

Учитывая объявленные выше известными зависимости  $\dot{N}(S_{pl})$  (3.19) и  $Q_e(S_{pl})$  (3.15), а также уравнения (3.21, 3.20, 3.26, 3.25), записанные в виде

$$2\pi \cdot r_{cl}^2 \cdot M \cdot c_s \cdot n_{cl} = \dot{N}$$

$$2\pi r_{cl}^2 \cdot Q_e(S_{pl}) = \varepsilon_{\Sigma} \cdot \dot{N}, \text{ где } \varepsilon_{\Sigma} = \varepsilon_s + \varepsilon_a + \varepsilon_h + \varepsilon_d + K \cdot \varepsilon_i$$

$$S_{pl} \approx 0.865 \cdot \Delta z \frac{n_{cl}}{A_i} = Kn_{cl} \sqrt{r_{cl}},$$

получаем систему из пяти «уравнений» для пяти неизвестных  $r_{cl}$ ,  $n_{cl}$ ,  $\dot{N}(S_{pl})$ ,  $S_{pl}$  и  $Q_e(S_{pl})$ , совместное решение которых и даст искомое самосогласованное значение для  $S_{pl}^*$ .

Таким образом, скорость испарения макрочастицы находится самосогласованно поиском балансного значения  $S^* = S_{pl}^* + S_{n,bal}^*$  для суммарной интегральной толщины облака  $S$  (3.16), при которой поток  $Q_{e0}$  будет ослаблен до значений  $Q_e(S_{pl}^* + S_{n,bal}^*)$  у поверхности макрочастицы как раз на столько, чтобы создалось нейтрально-плазменное облако с указанной интегральной толщиной  $S^*$ .

В предположении сохранения сферичности, текущий радиус макрочастицы  $r_p(t)$  в момент времени  $t$  рассчитывается с использованием зависимости скорости испарения  $\dot{N}$  в промежуток времени  $\tau$  от 0 до  $t$  по формуле (1.5), где  $r_{p0}$  – начальный радиус макрочастицы,  $m_p = 1,73 \cdot 10^{-25}$  кг – масса мономера  $C_8H_8$ ,  $\rho_p = 1,05 \cdot 10^3$  кг·м<sup>-3</sup> – плотность полистирола.

В модели NGS [33], изложенной в подпараграфе 3.1.2, скорость испарения  $\dot{N}_{NGS}$  и фактор нейтрального экранирования  $\delta_{NGS}$  рассчитываются из балансного значения интегральной толщины облака нейтралов  $S_{n,bal}^{NGS}$ . На рисунке 3.2 показан пример определения  $S_{n,bal}^{NGS}$  при нахождении испаряющейся полистироловой макрочастицы в разряде #97812 LHD на большом радиусе 4,33 м [12] в момент когда были проведены измерения параметров плазменного облака с помощью полихроматора.

Падающая зависимость плотности теплового потока электронов  $Q_e(S)$ , проникающего сквозь облако с интегральной толщиной  $S$ , полученная с помощью кинетического подхода (3.15), показана кривой 1 на рисунке 3.2. Кривой 2 на том же рисунке изображена зависимость  $Q_{ep}(S_n)$ , которую ниже будем называть газодинамическим расчетом. Из рисунка 3.2 видно, что пересечение кривых 1 и 2 дает балансное значение интегральной толщины нейтральной части облака  $S_{n,bal}^{NGS} \cong 1,04 \cdot 10^{21}$  мономеров/м<sup>2</sup>, из которого с помощью выражения (3.19) при  $S_{pl} = 0$  определяются значения скорости испарения по модели NGS  $\dot{N}_{NGS} \cong 3,29 \cdot 10^{21}$  мономеров·с<sup>-1</sup> и фактор нейтрального экранирования  $\delta_{NGS} \cong 0,044$ . Значения текущего радиуса макрочастицы

$r_{p,NGS} = 0,41$  мм было рассчитано с помощью уравнения (1.5) и расчетной зависимости  $\dot{N}_{NGS}(R = v_{pt})$  до момента проникновения полистироловой макрочастицы до большого радиуса  $R = 4,33$  м.

Алгоритм вычисления параметров в модели NGPS описан ниже и использует понятие факторов нейтрального  $\delta_n$  и плазменного  $\delta_{pl}$  экранирования в соответствии с выражением

$$Q_{ep}(S_{n,bal}) = \delta_n Q_e(S_{pl}) = \delta_n \delta_{pl} Q_{e0} = \delta Q_{e0}. \quad (3.27)$$

В месте нахождения макрочастицы задаются  $r_p$ ,  $T_e$ ,  $n_e$ ,  $\nabla B/B$ . Текущий радиус  $r_p$  рассчитывается из уравнения (1.5) с использованием зависимости скорости испарения  $\dot{N}_{NGPS}(\tau)$  в промежутке времени от 0 до  $t$ . Величина  $z_m$  берется из скейлинга работы [12] для положения вдоль  $z$  максимума излучения линии H $\beta$ , но ее значение не так важно, поскольку  $z_m \ll \Delta z$  в формуле (3.26). В [12] показано, что более 90% водорода ионизовано внутри этой области. Величины  $k=1-2$  и  $T_{cl}=2-3$  эВ в расчетах варьируются с целью наилучшего описания набора имеющихся экспериментальных данных о  $\dot{N}$ ,  $r_{cl}$ ,  $n_{cl}$ ,  $T_{cl}$ . Однако, как будет видно ниже, влияние этих параметров на результаты предсказаний модели нейтрально-плазменного экранирования NGPS незначительно.

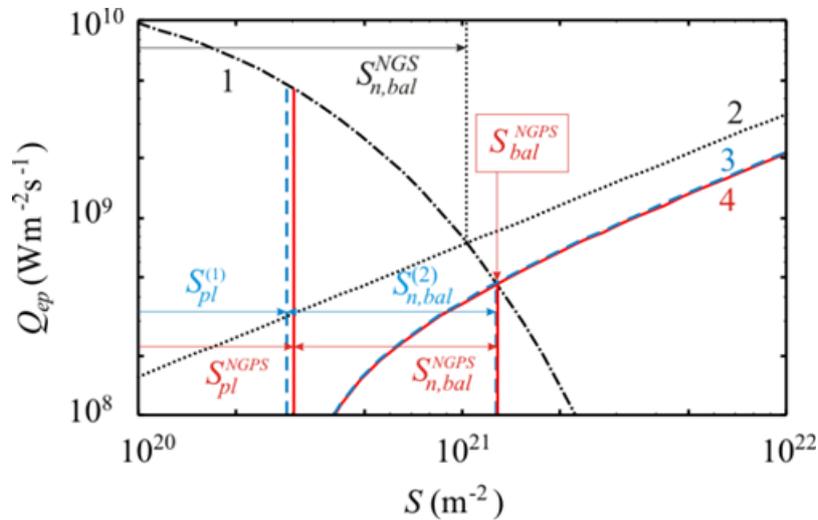


Рисунок 3.2 – Пример вычисления балансных значений интегральной толщины pelletного облака  $S_{n,bal}^{NGS}$  и  $S_{bal}^{NGPS}$  в моделях NGS [75] и NGPS для разряда #97812 LHD. Соответствующие параметры макрочастицы и фоновой плазмы указаны в Таблице 3.3. Расчет по модели NGPS сделан при температуре облака  $T_{cl} = 2,5$  эВ, коэффициенте  $\kappa = 2$  (отношение суммы излучательных и ионизационных потерь к ионизационным),

$$n_e = 1,4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}, T_e = 0,8 \text{ кэВ}, r_p = 0,41 \text{ мм}$$

На первом шаге расчета по модели NGPS вычисляются скорость испарения  $\dot{N}_{NGS}$  и фактор нейтрального экранирования  $\delta_{NGS}$  по модели нейтрального экранирования NGS. Далее, фактор плазменного экранирования оценивается как  $\delta_{pl}^{(1)} \cong \delta_{NGS}^{1/2}$  согласно выводов из анализа, выполненного в работах [110,75]. Это позволяет определить на первом шаге  $Q_e(S_{pl}) = \delta_{pl}^{(1)} Q_{e0}$  и вычислить  $r_{cl}^{(1)}$ ,  $n_{cl}^{(1)}$ ,  $\Delta z^{(1)}$ ,  $S_{pl}^{(1)}$  из уравнений (3.20, 3.21, 3.25, 3.26) соответственно. Верхним индексом в скобках здесь и ниже обозначается номер шага итерации.

На втором шаге вычисляется плотность ослабленного теплового потока (3.15), доходящего до условной границы нейтрального облака,  $Q_{e,pl}^{(2)} = Q_e(S_{pl}^{(1)}) \cong 4,8 \cdot 10^9$  Вт·м<sup>-2</sup>, что показано левым синим вертикальным пунктирным отрезком на рисунке 3.2. Затем путем приравнивания плотности теплового потока у поверхности макрочастицы  $Q_e(S, n_e, T_e)$  из кинетического расчета (3.15) (кривая 1 на рисунке 3.2) и

$$Q_{ep}(S - S_{pl}^{(1)}) = 0.52 \cdot \left( \frac{(S - S_{pl}^{(1)}) \cdot \varepsilon_s}{r_p} \right) \cdot \left[ \frac{Q_{e,pl}^{(2)} \cdot (\gamma - 1)}{m_p \cdot (S - S_{pl}^{(1)})} \right]^{1/3}, \quad (3.28)$$

из газодинамического расчета (3.18) (кривая 3 на рисунке 3.2) ищется баланс для интегральной толщины нейтрального облака  $S_n = S - S_{pl}^{(1)}$ . Уравнение (3.28) получено из скейлинга (3.18) с учетом того, что в нейтральном облаке расходуется практически весь поступающий на него тепловой поток с плотностью  $Q_{e,pl}^{(2)}$ . Таким образом определяются значения  $S_{bal}^{(2)} = S_{pl}^{(1)} + S_{n,bal}^{(2)} \cong (3,03 + 9,89) \cdot 10^{20}$  мономеров/м<sup>2</sup> и  $Q_e(S_{bal}^{(2)}) \cong 4,7 \cdot 10^8$  Вт·м<sup>-2</sup>, показанные на рисунке 3.2 правым синим вертикальным пунктирным отрезком (расчет сделан при значениях  $T_{cl} = 2,5$  эВ и  $k = 2$ ). Величина  $\dot{N}_{NGPS}^{(2)}$  находится из значения  $Q_e(S_{bal}^{(2)})$  и уравнения (3.19). Далее соответственно находятся величины  $r_{cl}^{(2)}$ ,  $n_{cl}^{(2)}$ ,  $\Delta z^{(2)}$  из уравнений (3.20, 3.21, 3.25) и корректируется значение  $S_{pl}^{(2)}$ , необходимое для расчета следующего шага. Для лучшей сходимости алгоритма в качестве нового приближения для  $S_{pl}^{(2)}$  берется среднее значение между  $S_{pl}^{(1)}$  и величиной, вычисленной по формуле (3.26) при значениях  $r_{cl}^{(2)}$ ,  $n_{cl}^{(2)}$ ,  $\Delta z^{(2)}$  и  $\dot{N}_{NGPS}^{(2)}$ .

Процедура повторяется до тех пор, пока величина  $S_{pl}^{(i)}$  не совпадет со значением, вычисленным на предыдущем шаге  $S_{pl}^{(i-1)}$  с заданной точностью, например 5% от ее величины  $S_{pl}^{(i)}$ . Таким образом определяется балансное значение  $S_{bal}^{NGPS} = S_{pl}^{(i-1)} \approx S_{pl}^{(i)}$ , при

котором вычисляются  $S_{n,bal}^{NGPS}$  и  $\dot{N}_{NGPS}$ . Для условий, соответствующих рисунку 2,  $S_{pl}^{NGPS} + S_{n,bal}^{NGPS} \cong (3,05 + 9,84) \cdot 10^{20}$  мономеров/м<sup>2</sup>, это решение показано сплошными вертикальными отрезками на рисунке 3.2. Сплошная кривая 4 соответствует зависимости  $Q_e(S)$ , полученной из газодинамического расчета (3.28) при  $S_{pl}^{(2)}$ . В силу быстрой сходимости алгоритма, решение в приведенном примере получено на третьем шаге:  $S_{pl}^{NGPS} = S_{pl}^{(2)} \approx S_{pl}^{(3)}$ .

Из рисунка 3.2 видно, что интегральная толщина облака, найденная по модели нейтрально-плазменного экранирования  $S_{bal}^{NGPS} \cong 1,29 \cdot 10^{21}$  мономеров/м<sup>2</sup>, получается приблизительно на 30% больше, чем интегральная толщина облака, рассчитанная для тех же  $n_e$ ,  $T_e$ ,  $r_p$  по нейтральной модели  $S_{n,bal}^{NGS} \cong 1,0 \cdot 10^{21}$  мономеров/м<sup>2</sup>. Значения плотности теплового потока на поверхности макрочастицы при учете плазменного экранирования снижаются приблизительно в 1,5 раза - со значения  $7,4 \cdot 10^8$  Вт·м<sup>-2</sup> (по NGS модели) до  $4,6 \cdot 10^8$  Вт·м<sup>-2</sup> (по NGPS модели). Это приводит, соответственно, к уменьшению расчетной скорости испарения от  $\dot{N}(Q_{ep}(S_{n,bal}^{NGS})) \cong 3,3 \cdot 10^{21}$  мономеров·с<sup>-1</sup> до  $\dot{N}_{NGPS} \cong 2,0 \cdot 10^{21}$  мономеров·с<sup>-1</sup> (см. Таблицу 3.3).

Интегральная толщина нейтральной части облака по NGPS модели  $S_{n,bal}^{NGPS} \cong 9,8 \cdot 10^{20}$  мономеров/м<sup>2</sup> слабо отличается от  $S_{n,bal}^{NGS}$  и оказывается приблизительно в 3 раза больше, чем интегральная толщина плазменной части облака  $S_{pl}^{NGS} \cong 3,0 \cdot 10^{20}$  мономеров/м<sup>2</sup>. Приблизительное равенство  $S_{n,bal}^{NGPS}$  и  $S_{n,bal}^{NGS}$  связано со следующим обстоятельством. Как отмечалось в работе [33], ослабление максвелловского теплового потока электронов в облаке грубо может быть представлено как уменьшение его значения при неизменной температуре, а интегральная толщина в нейтральной модели  $S_{n,bal}$  слабо зависит от концентрации поступающих на облако электронов, но существенно зависит от их температуры.

### 3.2. Сравнение экспериментальных и расчетных значений скорости испарения примесных макрочастиц

Экспериментальные исследования испарения примесных макрочастиц проводились на многих установках, и их результаты сведены в данном параграфе, где измеренные скорости испарения сравниваются с теоретическими предсказаниями. В Таблице 3.2 приводятся название установки, материал и форма пеллета, диапазон размеров и скоростей макрочастицы, а также спектральный диапазон излучения, с

помощью которого измерялась скорость испарения пеллета. Кроме этого, в таблице приведены основные характеристики режимов плазменного разряда: способ нагрева плазмы и характерные значения центральной температуры и концентрации электронов плазмы до пеллет-инжекции. Из Таблицы 3.2 видно, что диапазон изменения параметров плазмы и пеллетов достаточно широк.

Методика экспериментального определения скорости испарения макрочастиц основана на наблюдении излучения испарившихся атомов или низкоионизованных ионов инжектированной примеси. Скорость испарения пеллета  $\dot{N}$  предполагается пропорциональной интенсивности излучения пеллетного облака (см. детали в [42] и в подпараграфе 1.2.2).

Как следует из параграфа 3.1, применение той или иной модели для описания испарения примесных макрочастиц зависит от величины фактора экранирования теплового потока  $\delta$ , реализуемой в эксперименте. При значениях  $\delta$ , сравнимых с единицей, что реализуется для тугоплавких, углеродных макрочастиц в плазме с умеренными параметрами  $n_{e0} \approx (1 \div 5) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и  $T_{e0} \approx (1 \div 3) \text{ кэВ}$  на установках T-10, W7-AS, ASDEX Upgrade, можно использовать модель слабого экранирования согласно уравнений (3.1,3.2) для модели WNGS и/или уравнений (3.2, ) для модели WNGES. При значениях  $\delta$ , существенно меньших единицы, что характерно для испарения KCl пеллетов в T-10, K<sub>r</sub> в ITER, полистироловых пеллетов в LHD, следует использовать газодинамические модели согласно уравнений NGS и/или NGES, описанные в подпараграфе 3.1.1. В этом случае, можно также рассчитывать скорости испарения с помощью скейлингов (3.9) или (3.12). В промежуточных по значениям  $\delta \cong 0,2 - 0,4$  случаях, что характерно для испарения Li пеллетов в TFTR и в Heliotron-E, нужно анализировать применимость подходов для случаев слабого и сильного экранирования.

### **3.2.1. Сравнительный анализ вкладов нейтрального и электростатического экранирования при испарении примесных макрочастиц**

Наиболее полно проводились исследования испарения сферических углеродных макрочастиц с плотностью  $0,9 \text{ г/см}^3$ , представленные в работах [111,112,113]. Из достаточно большой базы данных, на рисунках 3.3, 3.4, 3.5 приведены наиболее типичные примеры сравнения экспериментально измеренных радиальных профилей скорости испарения с профилями, рассчитанными по моделям слабого экранирования WNGS и WNGES.

На рисунке 3.3а показан профиль скорости испарения углеродной макрочастицы инжектированной в разряд #3948 ( $r_{p0} = 0,25$  мм,  $v_p = 485$  м/с) токамака ASDEX Upgrade с омическим нагревом плазмы [112]. Плазма имела следующие параметры: ток плазмы  $I_p = 0,8$  МА, тороидальное магнитное поле  $B_t = 2$  Т, среднечордовая концентрация электронов  $\bar{n}_e = 5,2 \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$ , большой радиус последней замкнутой магнитной поверхности  $R_{LCMS} = 218$  см и большой радиус магнитной оси  $R_c = 170$  см в сечении инжекции.

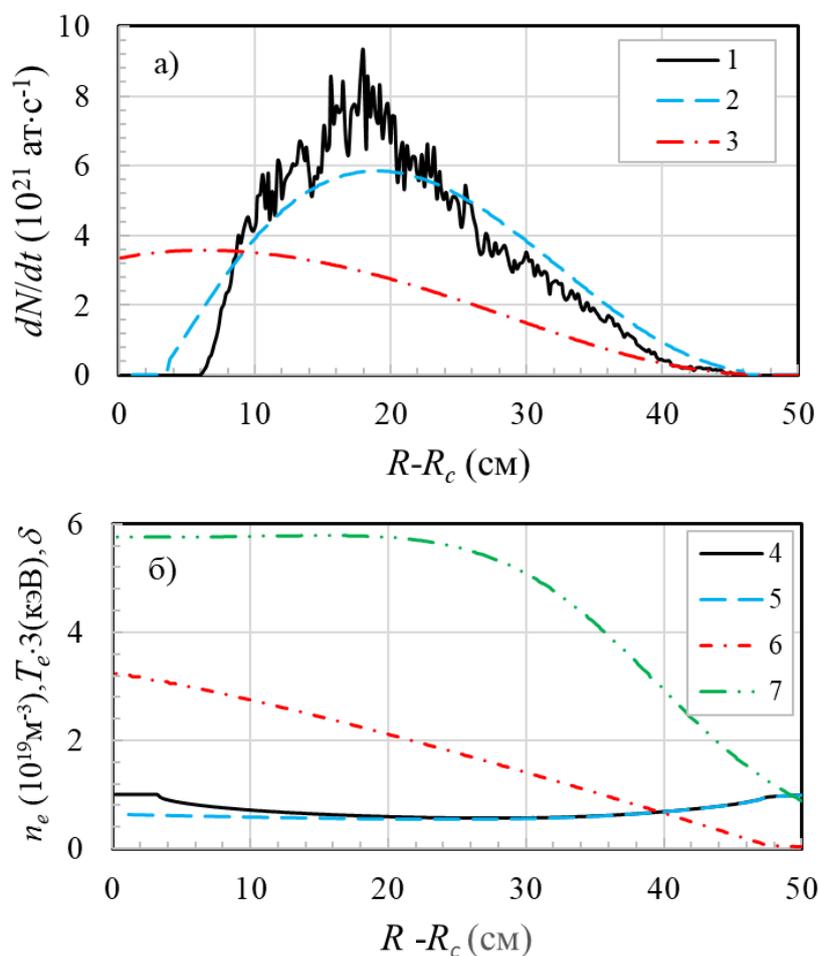


Рисунок 3.3 – Измеренный (линия СИ, 514 нм) и рассчитанные по моделям радиальные профили скорости испарения С пеллетов, инжектированных в разряд с омическим нагревом плазмы токамака ASDEX Upgrade #3948 (а): 1 - эксперимент; 2 - WNGS; 3 - WNGES. Аппроксимации измеренных профилей концентрации и температуры электронов и рассчитанные по моделям значения фактора экранирования  $\delta$  (б): 4 -  $\delta$  по WNGS; 5 -  $\delta$  по WNGES; 6 -  $T_e$ ; 7 -  $n_e$

Таблица 3.2. Параметры макрочастиц и режимов плазменного разряда в исследованиях испарения примесных макрочастиц в токамаках и стеллараторах.

Установка	Параметры пеллета				Параметры плазмы		
	Материал и форма пеллета	$r_{p0}$ , мм	$V_p$ , м/сек	Спектральный диапазон излучения пеллетного облака	Способ нагрева плазмы	$n_{e0}$ , $10^{13}$ см $^{-3}$	$T_{e0}$ , кэВ
T-10 [111]	С, шар	0,2 – 0,3	100 – 150	СII	ОН, ECRH	0,5 – 7	1 – 2
AUG [112]	С, шар	0,25 – 0,3	300 – 500	СII	ОН	2 – 4	0,9 – 2
TFTR [38]	Li, цил.	1 <sup>1)</sup>	400 – 600	LiII	ОН, NBI	3 – 7	4 – 10
W7-AS [113]	С, шар	0,2 – 0,25	200 – 400	СII	ECRH	2 – 8	1,3 – 5
LHD [114]	C <sub>8</sub> H <sub>8</sub> , сфера	0,3 – 0,45	300 – 400	H $_{\alpha}$ , СII	NBI	2 – 4	1 – 3
T-10 [115]	KCl, крист.	0,19	150	Вид. свет	ОН	6,4	1,0

<sup>1)</sup> длина цилиндра равна диаметру цилиндрического пеллета  $2r_{p0}$

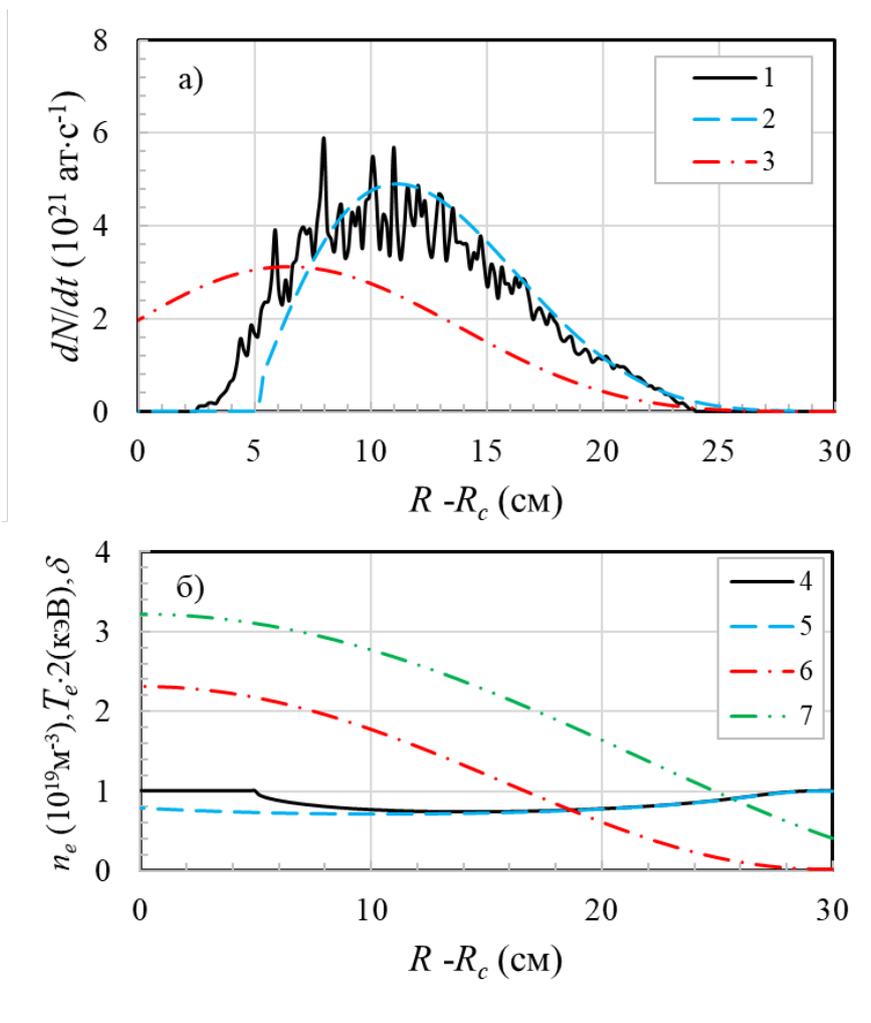


Рисунок 3.4 – Измеренный (линия СИ, 514 нм) и рассчитанные радиальные профили скорости испарения С пеллетов, инжестированных в токамак Т-10 через 80 мс после выключения ECCD импульса гиротронов в разрядах #61861 (а). Аппроксимации измеренных профилей концентрации и температуры электронов и рассчитанные по моделям значения фактора экранирования (б). Обозначения такие же, как на рисунке 3.3

На Т-10 (рисунок 3.4) инжестия осуществлялась на стадии омического нагрева (через 80 мс после выключения ECCD импульса гиротронов) разряда #61872 в плазму с параметрами:  $I_p = 0,2$  МА,  $B_t = 2,4$  Т,  $\bar{n}_e = 2 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>, радиус диафрагмы  $a_L = 30$  см [111]. Сферические углеродные пеллеты имели следующие размеры и скорости:  $r_{p0} = 0,26$  мм,  $v_p = 125$  м/с. На рисунке 3.5 показаны данные для разряда #43004 стелларатора Wendelstein 7-AS, в котором пеллет с  $r_{p0} = 0,19$  мм и  $v_p = 300$  м/с инжестировался во время ECR нагрева с мощностью  $P_{ECRH} = 1200$  кВт в «Втах» конфигурации магнитного

поля с эффективным радиусом  $a_{LCMS} = 16,5$  см,  $B_t = 2,5$  Т и  $\bar{n}_e = 2 \times 10^{13}$  см $^{-3}$  [113]. Из рисунков 3.3, 3.4, 3.5 видно, что в достаточно широком диапазоне изменения параметров плазмы ( $n_e = (1 \div 4,5) \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$ ,  $T_e = 0,2-3$  кэВ в области испарения) и пеллета ( $r_{p0} = 0,19-0,26$  мм,  $v_p = 100-500$  м/с) модель слабого нейтрального экранирования WNGS согласуется с экспериментом в пределах типичных значений  $\pm 20\%$  для суммарных погрешностей при сравнении измеренных и расчетных скоростей испарения макрочастиц.

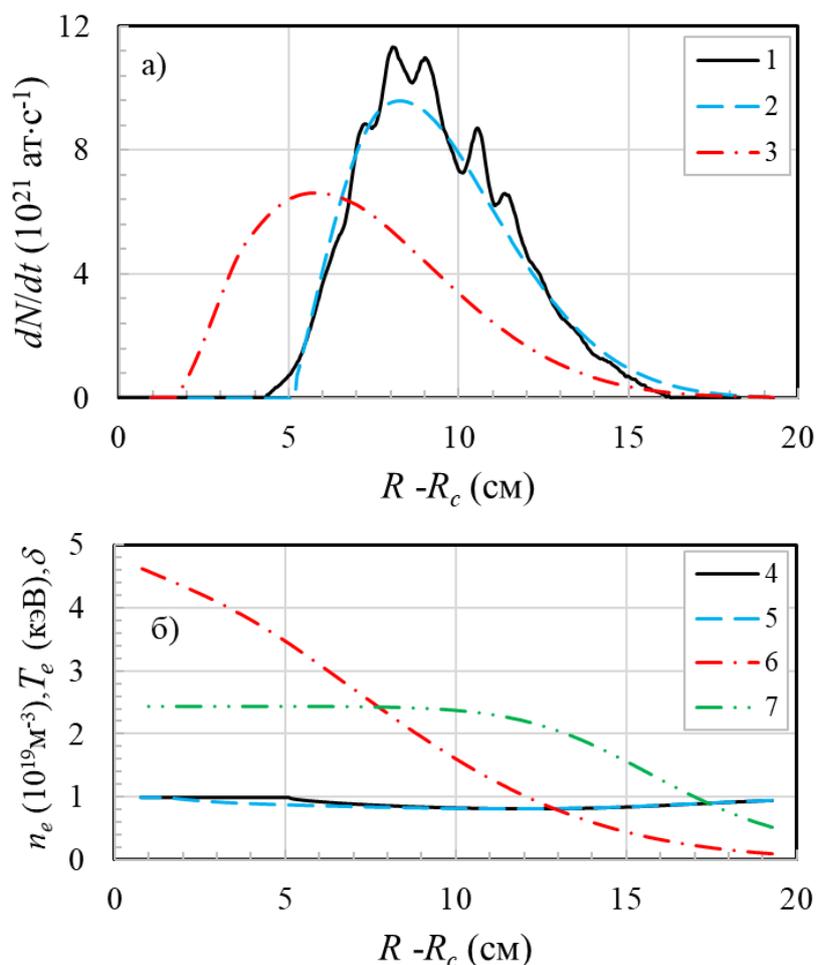


Рисунок 3.5 – Измеренный (линия СИ, 724 нм) и рассчитанные радиальные профили скорости испарения С пеллета, инжектированного в разряд с ECR нагревом плазмы стелларатора Wendelstein7-AS #43004 (а). Аппроксимации измеренных профилей концентрации и температуры электронов и рассчитанные по моделям значения фактора экранирования (б). Обозначения такие же, как на рисунке 3.3

На рисунках 3.3, 3.4, 3.5 показаны также результаты предсказаний модели слабого нейтрального и электростатического экранирования WNGES с потенциалом на границе пеллетного облака с окружающей плазмой  $e\Delta\phi/T_e = 1$ . Видно, что во всех случаях учет потенциала приводит к заметному расхождению расчетных профилей с экспериментально измеренными профилями скорости испарения.

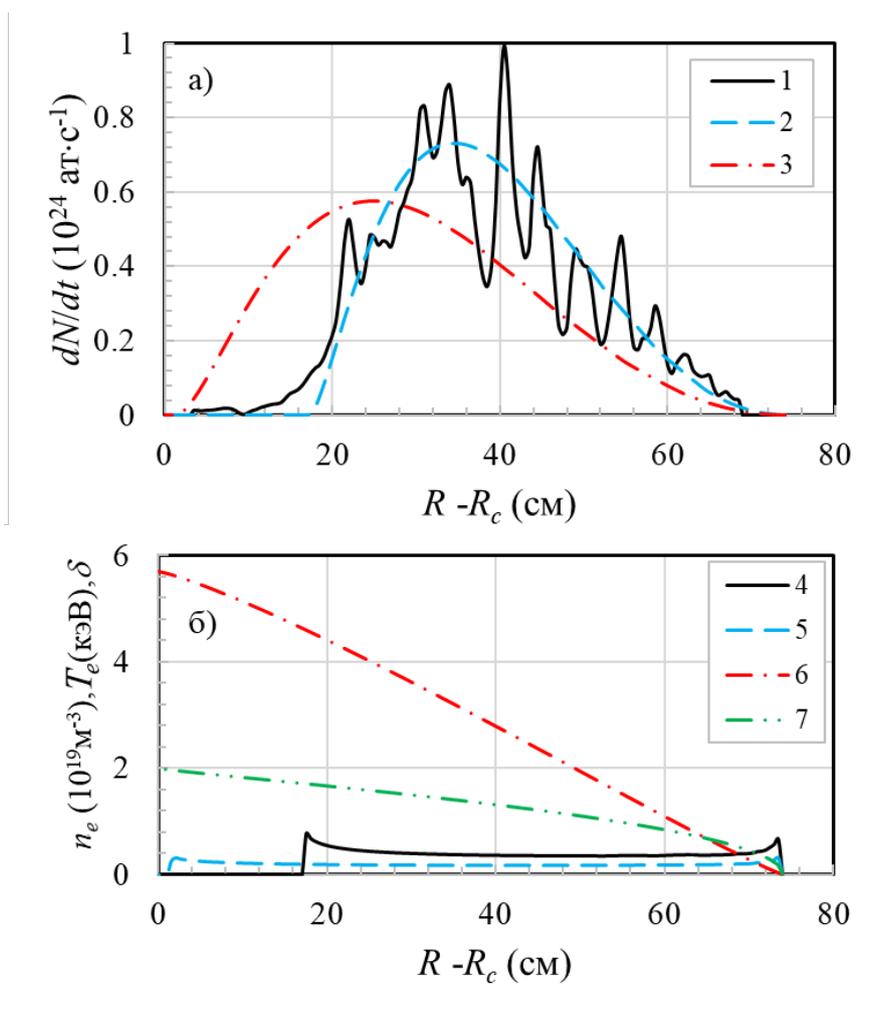


Рисунок 3.6 – Измеренный (линия LiII 548,5 нм) и рассчитанные по моделям радиальные профили скорости испарения Li макрочастицы, инжектированной в разряд с омическим нагревом плазмы токамака TFTR #59613 (а): 1 - эксперимент; 2 - NGS; 3 - WNGES. Аппроксимации измеренных профилей концентрации и температуры электронов и рассчитанные по моделям значения фактора экранирования  $\delta$  (б): 4 -  $\delta$  по NGS; 5 -  $\delta$  по WNGES; 6 -  $T_e$ ; 7 -  $n_e$

На рисунке 3.6-3.8 приведены результаты сравнения экспериментальных и рассчитанных по модели сильного нейтрального и электростатического экранирования, радиальных профилей скорости испарения для случаев, когда фактор экранирования  $\delta$  начинает заметно отличаться от единицы. Как видно из рисунка 3.6, при испарении Li пеллета в омическом режиме токамака TFTR [38], значения  $\delta$  составляли 0,35 – 0,6 при моделировании без учета потенциала и 0,15 – 0,2 при моделировании с учетом потенциала (рисунок б). Параметры разряда для данных на рисунке 3.6 были следующие:  $I_p = 1,38$  МА,  $B_t = 4$  Т,  $\bar{n}_e = 10^{13}$  см<sup>-3</sup>,  $a_L = 80$  см. Как и в случае слабого экранирования, учет потенциала приводит к заметному расхождению расчетных и измеренных радиальных профилей скорости испарения.

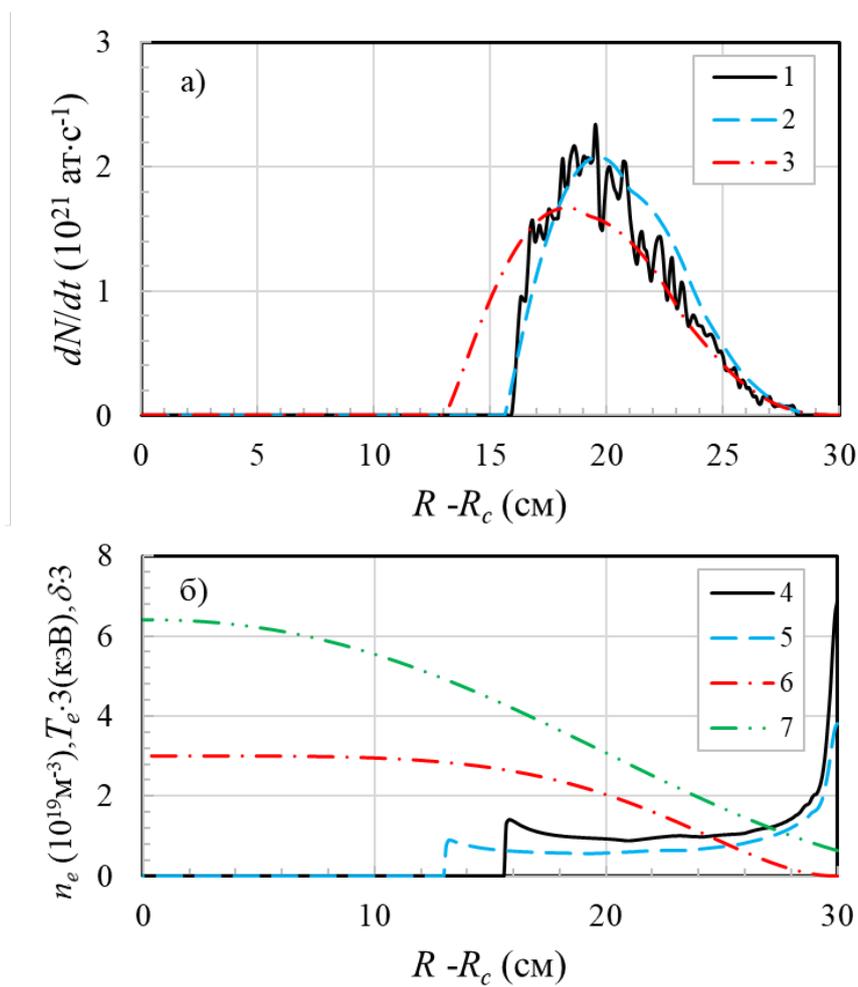


Рисунок 3.7 – Измеренный (интегральный свет в видимом диапазоне) и рассчитанные радиальные профили скорости испарения KCl пеллета, инжектированного в разряд #61812 с Омическим нагревом плазмы токамака Т-10 (а). Аппроксимации измеренных профилей концентрации и температуры электронов и рассчитанные по моделям значения фактора экранирования (б). Обозначения такие же, как на рисунке 3.6

Такой же вывод можно сделать из анализа рисунков 3.7 и 3.8. На рисунке 3.7 показаны экспериментальные и расчетные кривые испарения KCl пеллета в разряде #61812 на T-10 [115]. Параметры разряда:  $I_p = 250$  кА,  $B_t = 2,5$  Т,  $T_{e0} = 1$  кэВ,  $\bar{n}_e = 2,6 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>,  $a_L = 30$  см, параметры пеллета:  $r_{p0} = 0,19$  мм,  $v_p = 150$  м/с.

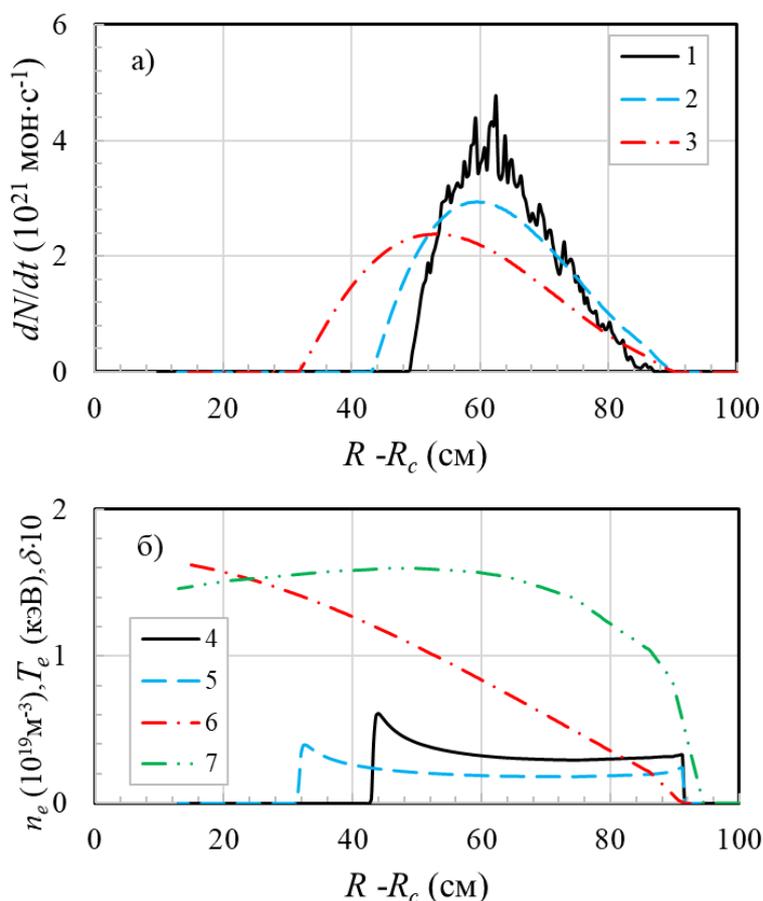


Рисунок 3.8 – Измеренный (линия Na 656 нм) и рассчитанные радиальные профили скорости испарения C8H8 полистиролового пеллета, инжектированного в разряд #22784 с NBI нагревом плазмы гелиотрона LHD (а). Аппроксимации измеренных профилей концентрации и температуры электронов и рассчитанные по моделям значения фактора экранирования (б). Обозначения такие же как на рисунке 3.6

На рисунке 3.8 сравниваются экспериментальные и модельные кривые испарения полистироловой макрочастицы в гелиевой плазме стелларатора LHD с не слишком высокой мощностью NBI нагрева (схема эксперимента описана в работе [114]). Параметры плазмы и макрочастицы для разряда на рисунке 3.8 следующие:  $r_{p0} \cong 0,43$  мм,

$v_p \cong 350$  м/с,  $\bar{n}_e = 1,1 \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$ ,  $P_{NBI} = 2,05$  МВт;  $B_t = 2,8$  Т, большой радиус последней замкнутой магнитной поверхности  $R_{LCMS} \cong 450$  см и большой радиус магнитной оси  $R_c \cong 360$  см в сечении инжекции. Расчет по формулам из [116] показывает, что, поскольку энергия пучка NBI была  $\approx 150$  кэВ, только  $\approx 20\%$  мощности пучка переходит к ионам плазмы. Этим объясняется то обстоятельство (см. рисунок 3.8а), что популяция быстрых ионов при такой небольшой NBI мощности не оказывает существенного влияния на испарение. Оно определяется тепловым потоком электронов с функцией распределения по скоростям близкой к максвелловской.

На рисунке 3.9 показано сравнение радиальных профилей интенсивности излучения углеводородного облака и расчетной скорости испарения оболочки при испарении Tracer-Encapsulated Solid Pellet (TESPEL) пеллета в плазме установки W7-X, опубликованное в работе [117].

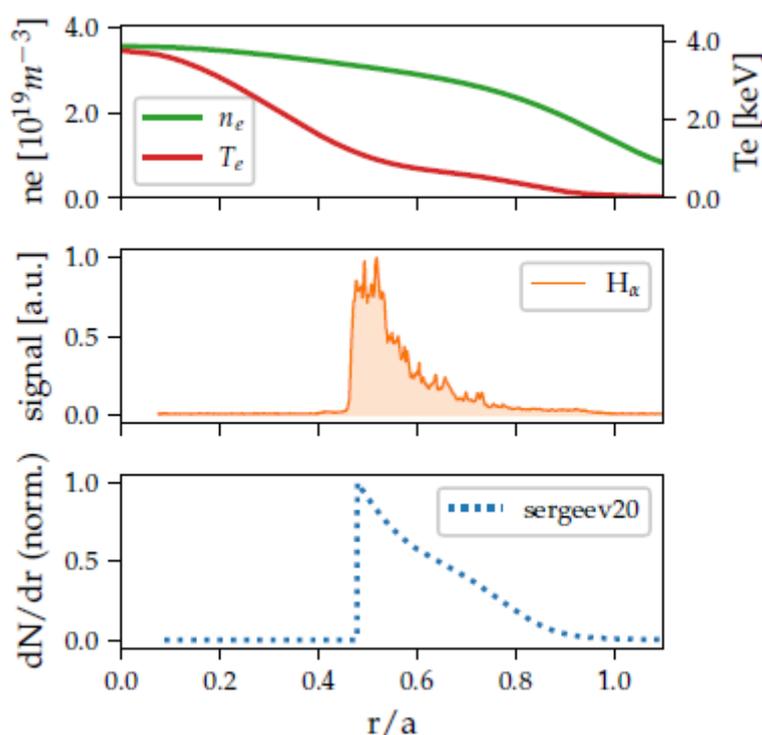


Рисунок 3.9 – Радиальные профили: концентрация  $n_e$  и температура  $T_e$  электронов, интенсивность излучения углеводородного облака в линии  $H_\alpha$  и рассчитанная по скейлингу (3.12) скорость испарения полистироловой оболочки при испарении TESPEL пеллета в плазме установки W7-X, опубликованные в [117]

Расчет кривой испарения, которая изображена на рисунке (3.9) синей пунктирной кривой, выполнялся по скейлингу (3.12), описанному выше в подпараграфе 3.1.3 данной

диссертационной работы. Авторы работы [117] заключают, что, несмотря на различие формы расчетной и экспериментальной кривых, момент завершения испарения оболочки хорошо воспроизводится NGS моделью, предложенной в работе [33] и описанной выше в подпараграфе 3.1.2. Таким образом, скейлинг (3.12) оказался удобным инструментом для расчета скорости испарения углеводородных макрочастиц, нашедшим применение у других авторов.

Представленные выше результаты свидетельствуют о том, что в широком диапазоне изменения параметров максвелловской плазмы с экспериментально измеренные скорости испарения и глубины проникновения примесных макрочастиц находятся в согласии с расчетами по моделям, учитывающим только нейтральное экранирование. Учет дополнительного электростатического экранирования приводит к значительному расхождению с экспериментальными данными. Особенно заметно это расхождение для тугоплавких макрочастиц (см. рисунки 3.3-3.5), когда полное экранирование слабое, и уменьшение эффективной концентрации электронов после прохождения потенциального барьера приводит к пропорциональному снижению скорости испарения. Для менее тугоплавких материалов в режимах с сильным экранированием (см. рисунки 3.6-3.8) скорость испарения определяется энергобалансом в облаке и гораздо слабее зависит от концентрации падающих на облако электронов фоновой плазмы, как  $n_e^{0,3-0,5}$  (см. уравнения 3.12-3.14).

Одной из возможных причин того, что учет электростатического экранирования заметно ухудшает согласие модели с экспериментом, может быть завышение значений потенциала  $\Delta\phi$  в одномерной модели. Учет возможных поперечных потоков частиц может привести к снижению этого потенциала. Пример схемы токов, которая может реализовываться в плазменном пеллетном облаке и в окружающей плазме, показан на рисунке 3.10.

Подобная схема была предложена для случая частично ионизованной плазмы в [118]. Электронные потоки вдоль магнитного поля, для уменьшения которых в одномерной модели должен возникать тормозящий электроны потенциал, могут замыкаться поперечными потоками ионов. Оценки таких потоков для типичных условий экспериментов с инъекцией углеродных макрочастиц в T-10 и W7-AS, выполненные в работе [33], показывают снижение потенциала на границе пеллетного облака с окружающей плазмой со значений  $e\Delta\phi/T_e = 1$  при одномерном подходе до  $e\Delta\phi/T_e \cong 0,3$ .



Рисунок 3.10 – Схема токов в пеллетном плазменном облаке и окружающей плазме, которая может привести к заметному снижению перепада потенциала между ними, вычисленного в рамках одномерной модели [106]

### 3.2.2. Сравнительный анализ вкладов нейтрального и плазменного экранирования при испарении полистироловых макрочастиц

В таблице 3.3 представлены параметры полистироловых макрочастиц, пеллетных облаков и локальные параметры фоновой плазмы в момент фотографирования облака с помощью изображающего полихроматора для двух разрядов установки LHD с мощностью нагрева нейтральными пучками 9,3 МВт, при значении тороидального магнитного поля на магнитной оси 2,75 Тл [10,11,12]. Инжекция велась в экваториальной плоскости установки со стороны слабого магнитного поля

Таблица 3.3. Локальные параметры фоновой плазмы, экспериментально измеренные и рассчитанные по модели NPGS параметры макрочастицы и пеллетного облака, в момент их измерения изображающим полихроматором для разрядов с инъекцией полистироловых макрочастиц в LHD.

#	97812	97814
$n_e, 10^{19} \text{ м}^{-3}$	1,4	1,9
$T_e, \text{ кэВ}$	0,8	1,3
$v_p, \text{ м/с}$	467	462
$\dot{N}_{\text{C}_8\text{H}_8}, 10^{21} \text{ с}^{-1}$	2,3*	5,1*
$r_{p,\text{C}_8\text{H}_8}, \text{ мм}$	0,4	0,22
$n_{ce}, 10^{22} \text{ м}^{-3}$	8,2	14,4
$T_{ce}, \text{ эВ}$	2,2	2,2
$r_{H\beta}, \text{ мм}$	2,6	2,0
$r_{\text{СП}}, \text{ мм}$	4,4	4,0
$\nabla B/B, 10^{-4} \text{ м}^{-1}$	1,13	1,00
$z_m, \text{ мм}$	5,4	4

Результаты моделирования		
$\kappa$	2	2
$T_{cl}$ , эВ	2,5	2,5
$\dot{N}_{NGS}$ , $10^{21} \text{ с}^{-1}$	3,3*	4,6*
$r_{p,NGS}$ , мм	0,39	0,28
$\dot{N}_{NGPS}$ , $10^{21} \text{ с}^{-1}$	2,0*	3,2*
$r_{p,NGPS}$ , мм	0,41	0,31
$\underline{n}_{cl}$ , $10^{22} \text{ м}^{-3}$	8,3	20,8
$r_{cl}$ , мм	2,7	2,2

Здесь,  $n_e$  и  $T_e$  – измеренные концентрация и температура фоновой плазмы; скорость  $v_p \cong 470$  м/с и начальный радиус  $r_{p0} \cong 0,45$  мм макрочастиц в этих разрядах близки;  $n_{ce}$  и  $T_{ce}$  – измеренные концентрация [11] и температура [10] электронов облака; экспериментальные скорость испарения  $\dot{N}_{C8H8}$  и радиус  $r_{p,C8H8}$  макрочастиц в момент измерения параметров облаков с помощью изображающего полихроматора, поперечные размеры облака (половина расстояния между максимумами на поперечном распределении интенсивности излучения)  $r_{H\beta}$  и  $r_{CII}$  в линиях  $H\beta$  и  $CII$ , величины  $\nabla B/B$ ,  $z_m$  известны из экспериментальных данных [12].

Результаты моделирования испарения по моделям NGS и NGPS, описанным в подпараграфе 3.1.4, представлены в таблице 3.3 и иллюстрируются на рисунках 3.11, 3.12. В разряде #97812 экспериментальные скорости испарения  $\dot{N}_{C8H8}$  сравниваются с рассчитанными по моделям  $\dot{N}_{NGS}$  и  $\dot{N}_{NGPS}$ . Из рисунка 3.11 видно, что вариация параметров модели нейтрально-плазменного экранирования  $T_{cl} = (2 - 3)$  эВ и  $\kappa = (1 - 2)$  незначительно влияет на результат моделирования скорости испарения  $\dot{N}_{NGPS}$ . В дальнейшем расчеты велись при значениях  $T_{cl} = 2,5$  эВ и  $\kappa = 2$ .

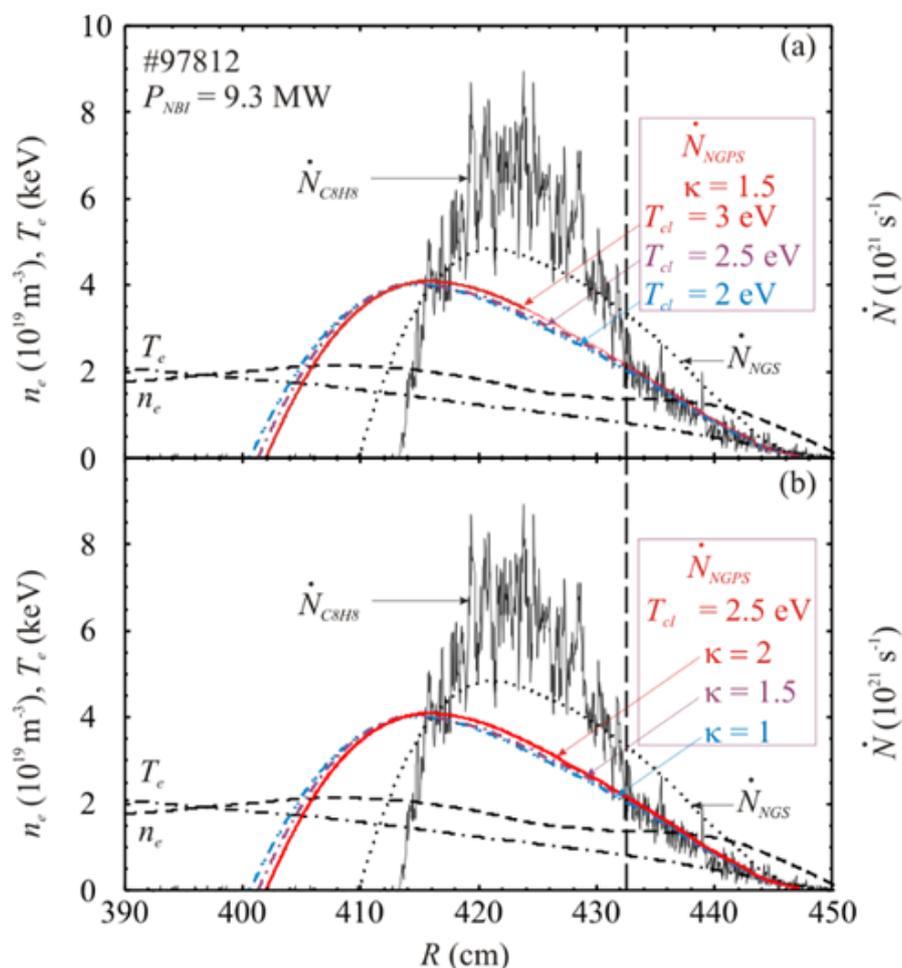


Рисунок 3.11 – Влияние вариации параметров модели NGPS на результат моделирования профиля испарения в разряде #97812 LHD. Вертикальными штриховыми линиями отмечено положение макрочастицы во время измерения параметров облака с помощью изображающего полихроматора [10-12]

На начальной стадии испарения в области  $R \geq 4,33$  м, скорость испарения  $\dot{N}_{NGPS}$ , найденная по модели нейтрально-плазменного экранирования хорошо согласуется с экспериментально измеренными значениями. Модель NGS [33] в этой области дает завышенные до двух раз значения  $\dot{N}_{NGS}$  по сравнению с экспериментальными значениями  $\dot{N}_{CSH8}$ . Ближе к центру плазменного шнура экспериментально измеренная скорость испарения становится выше рассчитанной как по NGS, так и по NGPS моделям.

По всей видимости, как обсуждается в работе [14] для испарения водородных макрочастиц в LHD и для испарения Li макрочастиц в Heliotron-E [119], это происходит благодаря заметному увеличению скорости испарения под воздействием надтепловых ионов при NBI нагреве плазмы. В версиях NGS и NGPS моделей, обсуждаемых в данной

диссертационной работе, этот механизм не учитывается. В результате в эксперименте макрочастица начинает испаряться при  $R \leq 4,33$  м с заметно большими скоростями испарения, чем это предсказывается моделью нейтрально-плазменного экранирования. При этом, глубина проникновения макрочастицы в плазму, вычисленная по модели NGS [33], в конечном итоге оказывается ближе к экспериментально наблюдаемой, чем глубина проникновения, вычисленная по модели NGPS.

Похожие результаты имеют место и для разряда #97814, эволюция скорости испарения для которого показана на рисунке 3.12b. Подтверждается упоминавшийся выше в подпараграфе 1.2.4 факт, что учет различных механизмов в модели испарения приводит к увеличению или уменьшению расчетных значений скорости испарения вблизи значений, предсказываемых моделью нейтрального экранирования. В модели NGS не учитывается плазменное экранирование и испарение надтепловыми ионами. Это приводит к взаимной компенсации при расчете скорости испарения, и, как следствие, к лучшему совпадению с экспериментальными значениями скорости испарения в области повышенного из-за надтепловых ионов испарения и глубины проникновения макрочастицы.

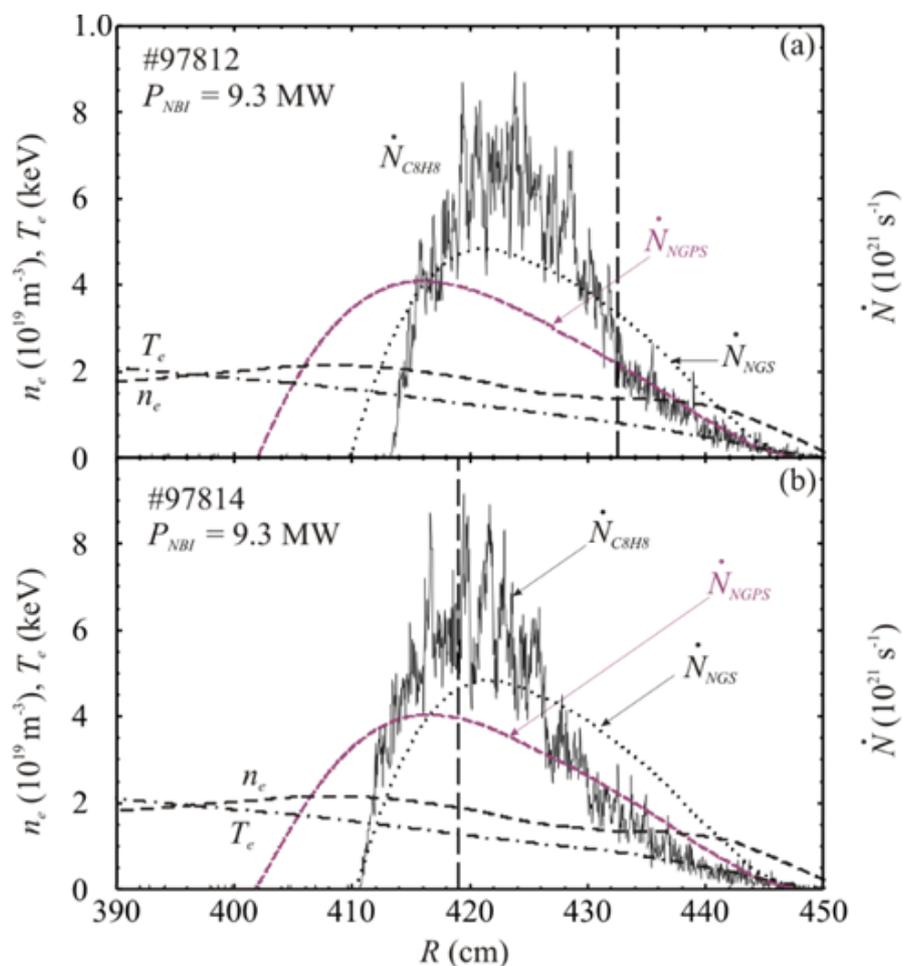


Рисунок 3.12 – Сравнение экспериментальных и расчетных профилей испарения полистироловых макрочастиц в разрядах #97812 и #97814 LHD. Расчет по модели NGPS выполнен при  $T_{cl} = 2,5$  эВ и  $\kappa = 2$

Как видно из рисунков 3.11, 3.12, в разряде #97812 момент измерения параметров пеллетного облака приходится на начало области повышенного испарения, и значение  $r_{p,NGPS} = 0,41$  мм, рассчитанное по модели NGPS, близко к экспериментальному  $r_{p,CSHS} = 0,4$  мм. Для этого разряда расчет по модели NGPS при  $T_{cl} = 2,5$  эВ и  $\kappa = 2$  дает значения  $\dot{N}_{NGPS} = 2,1 \cdot 10^{21}$  мономеров/с,  $n_{cl} = 8,3 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ ,  $r_{cl} = 0,27$  см. Таким образом, вычисленная в модели концентрация однократно ионизованной части облака  $n_{cl}$  согласуется с экспериментально измеренными значениями концентрации холодных электронов  $n_{ce} = 8,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Вычисленный характерный поперечный размер однократно ионизованной части облака  $r_{cl}$  лежит в диапазоне между  $r_{H\beta} = 0,26$  см и  $r_{CII} = 0,44$  см, содержащем область, в которой можно ожидать преобладания состояния состояния однократной ионизации  $\text{C}^+$  и  $\text{H}^+$ . Неплохое согласование одновременно расчетной

скорости испарения, концентрации электронов и характерного поперечного размера облака с соответствующими экспериментальными значениями получено впервые в модели нейтрально-плазменного экранирования для условий, в которых незначительно влияние надтепловых ионов на испарение. В разряде #97814 момент измерения параметров облака пришелся на более позднюю стадию испарения, где имеет место значительное влияние надтепловых ионов на процесс испарения и на формирование пеллетных облаков. Соответственно, скорость испарения, размеры и плотность облака, найденные по модели NGPS без учета надтепловых ионов, не воспроизводят экспериментально измеренные величины, как видно из таблицы 3.3. Вычисление скорости испарения макрочастицы и параметров облака в областях с заметной популяцией надтепловых ионов представляет собой сложную задачу, и выходит за рамки диссертационной работы.

### 3.3. Выводы к главе 3

В заключении приведем основные результаты, которые можно сформулировать на основании изложенного в данной главе:

1. Для широкого диапазона температуры (0,1 – 10 кэВ) и концентрации ( $10^{13}$ – $10^{14}$  см<sup>-3</sup>) высокотемпературной плазмы, для случаев, когда функция распределения частиц близка к максвелловской, модель нейтрального экранирования и модель нейтрального и электростатического экранирования обобщены на случай различных материалов макрочастицы в широком диапазоне заряда ядра и энергии сублимации материала макрочастицы. Построены скейлинги, позволяющие с точностью до 15% оценивать скорость испарения примесной макрочастицы в режиме интенсивного испарения, при условии, что функция распределения частиц фоновой плазмы близка к максвелловской. 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 механизма электростатического экранирования ухудшает согласие расчетной скорости испарения с экспериментально измеренной.
2. Создана модель для расчета параметров облака и скорости испарения полистироловой макрочастицы 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 плотности плазменного пеллетного облака согласуются с экспериментально измеренными величинами в условиях, когда можно пренебречь влиянием быстрых ионов на испарение. При этом, расчетная 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.

## **Глава 4. Исследования нейтрализации быстрых ионов на пеллетных облаках для развития РСХ диагностики**

В данной главе представлены результаты исследований нейтрализации быстрых ионов на пеллетных облаках для уточнения имеющихся РСХ измерений, а также для формулирования задач по развитию РСХ диагностики до уровня абсолютных измерений энергетических спектров быстрых частиц, в первую очередь альфа-частиц, удерживаемых в высокотемпературной плазме термоядерных установок с магнитным удержанием.

В параграфе 4.1 описана методика определения спектров 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 ион-циклотронной частоты. Учтены уточненные данные о структуре и параметрах углеводородных облаков, представленные в параграфе 2.2. 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. На основании сделанных расчетов сформулированы требования для организации и оптимизации таких РСХ измерений на углеводородных облаках.

Параграф 4.2 посвящен анализу РСХ измерений спектров альфа-частиц, полученных с помощью инъекции макрочастиц из лития и бора в дейтериево-третиевых экспериментах на токамаке TFTR. Показано, что учет структуры литиевого облака и более аккуратный анализ перезарядки альфа-частиц позволяют на качественном уровне согласовать абсолютные измерения их энергетического спектра с помощью РСХ диагностики с результатами расчётов и абсолютных измерений других диагностик.

В параграфе 4.3 кратко сформулированы основные результаты главы 4.

### **4.1. Исследование нейтрализации быстрых протонов в углеводородном пеллетном облаке**

Схема РСХ измерений на гелиотроне LHD иллюстрируется видом сверху на экваториальную плоскость установки вблизи порта 3-O, показанным на рисунке 4.1. Полистироловая макрочастица с начальным диаметром  $d_{pel} \approx 900$  мкм инжектируется вдоль большого радиуса с внешней стороны гелиотрона в его экваториальной плоскости. С помощью инжектора TESPEL она ускоряется до скоростей  $v_p = (400 - 500)$  м/с в

направлении центра установки [49]. Испарение происходит во внешней части плазменного шнура, как правило, на расстоянии не менее половины его малого радиуса от магнитной оси. Для регистрации перезарядившихся частиц в порте 3-О расположен NPA – детектор нейтральных частиц, имеющий возможность регулировки угла наблюдения.

Испаренное с поверхности макрочастицы вещество, испытывая последовательную ионизацию ( $H^0 \rightarrow H^+$ ,  $C^0 \rightarrow C^+ \rightarrow C^{2+} \rightarrow \dots$ ), разлетается вдоль магнитного поля и заполняет магнитную силовую трубку с характерным поперечным радиусом  $r_{cl}$ . На рисунке 4.1 цветом показаны области с доминирующими концентрациями соответствующих ионизационных состояний в облаке. Вблизи макрочастицы испаренное вещество движется вместе с ней. При этом ионы испытывают ускорение против градиента магнитного поля из-за нарастающей поляризации облака в неоднородном магнитном поле LHD [14]. На рисунке 4.1 это показано нарастающим смещением удаленных частей облака от оси магнитной силовой трубки, на которой расположена макрочастица.

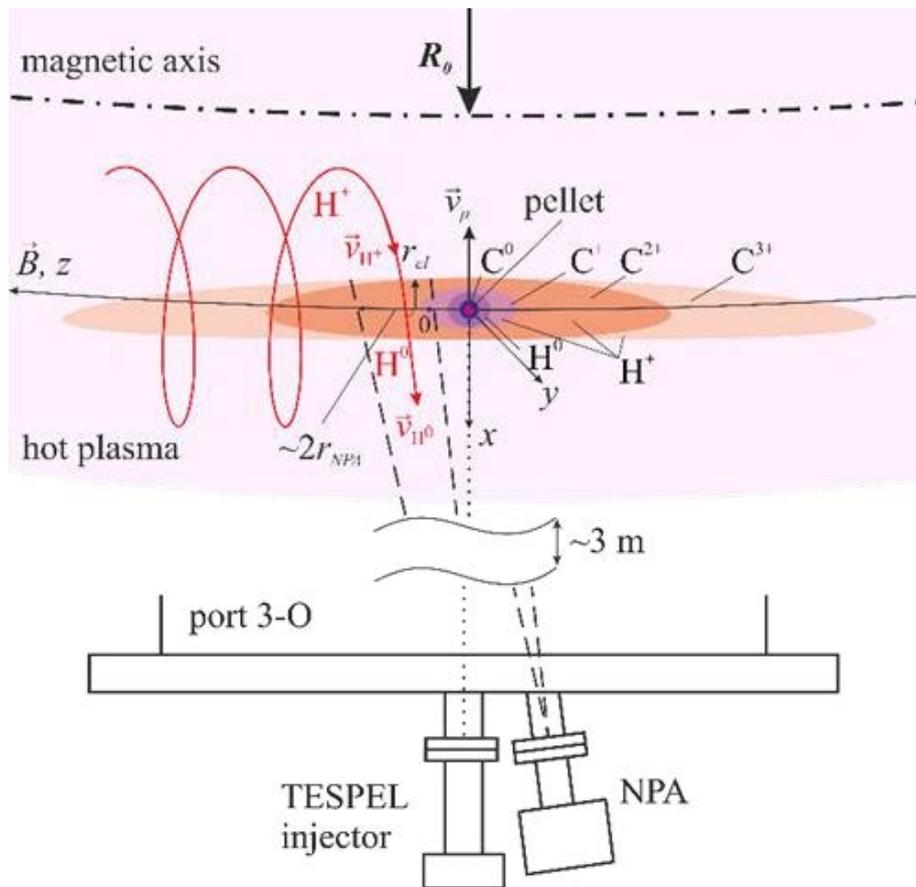


Рисунок 4.1 – Схема инъекции полистироловой макрочастицы и перезарядки быстрых протонов в углеводородном облаке РСХ-диагностики на LHD

#### 4.1.1. Модель для вычисления доли нейтрализовавшихся быстрых протонов

Как показано на рисунке 4.1, быстрые протоны  $H^+$  с энергией  $E$ , скоростью  $v_{H^+}$  и питч-углом  $\theta$  пересекают облако и на каждом шаге ларморовской спирали могут нейтрализоваться с вероятностью  $F_0(E, z)$ , зависящей, вообще говоря, от расстояния  $z$  пройденного быстрой частицей от условной внешней границы облака. Не удерживаемые магнитным полем нейтральные атомы вылетают за пределы плазмы, где они могут быть зарегистрированы детектором NPA, измеряющим распределение быстрых частиц по энергии  $E$ . Ось наблюдения NPA может быть расположена под углом  $\theta$  к магнитному полю для регистрации нейтральных атомов, образовавшихся при нейтрализации быстрых протонов с соответствующим питч-углом  $\theta$ . В стационарном режиме, поток падающих на облако быстрых протонов в заданной области сформирован из частиц, прибывающих в нее из фоновой плазмы вдоль магнитного поля. В «однопроходной» модели связь сигнала анализатора со спектром быстрых ионов вычисляется из выражения (1.45), где  $F_0^\infty(E)$  не зависит от  $z$  и рассчитывается в приближении плоского и однородного по  $x$  потока быстрых частиц, которые в области обзора детектора однократно пересекают облако. Ось  $x$  приблизительно перпендикулярна магнитному полю и выбрана в плоскости оси наблюдения NPA.

Если рассматривать конечные значения ларморовского радиуса и шага ларморовской спирали быстрых ионов, то в рамках «многопроходной» модели можно учесть ослабление их потока на внешней части облака благодаря их нейтрализации и выбыванию из потока по пути к области обзора NPA. Как упоминалось в Главе 1, расчет такого ослабления производился с применением метода Монте-Карло в работе [7] для перезарядки альфа-частиц в литиевом облаке, и было показано, что указанное ослабление может быть существенно для альфа-частиц с энергиями  $E < 1-1,5$  МэВ при значениях питч-угла, не слишком далеких от  $90^\circ$ . Как будет показано ниже в разделе 4.1.2, в случае перезарядки протонов на углеводородном облаке аналогичное ослабление исходного потока протонов до момента их попадания в область обзора NPA может оказаться более существенным из-за большей вероятности нейтрализации протона за один «проход», особенно при низкой энергии  $E < 100$  кэВ. Такое ослабление при «многопроходности» может быть учтено с помощью простого аналитического выражения (4.4), приведенного в разделе 4.1.2. Указанный аналитический способ вычисления является приближительным, зато не требует громоздких вычислений, таких как расчеты методом Монте-Карло в работе [7]. Однако, сама идея такого упрощенного

подхода к расчету ослабления потока быстрых ионов была почерпнута из аналитических выкладок, приведенных в работе [7].

Запишем выражение, которое позволяет рассчитать энергетический спектр  $dn_{H^+}/dE$  быстрых протонов фоновой плазмы, обладающих скоростью  $v_{H^+}$ , из измеряемой детектором NRA скорости счета  $dN_0/dt$  нейтральных атомов  $H^0$  в диапазоне энергий  $(E, E+\Delta E)$  с учетом ослабления потока быстрых протонов благодаря эффекту «многoproходности» в случае, если потери энергии и рассеяние протонов на частицах облака невелики:

$$\frac{dN_0}{dt} = \frac{dn_{H^+}}{dE} \Delta E \cdot v_{H^+} \sin \theta \cdot \overline{F_0(E, S_{cl})} \kappa \cdot S_{eff} \frac{\Delta \Omega}{4\pi} \eta \mu, \quad (4.1)$$

где  $S_{eff} = 2r_{cl} \cdot 2r_{NPA}$  – видимая NRA эффективная площадь облака при условии  $r_{cl} \ll r_{NPA}$ , которое обычно выполняется при РСХ измерениях;  $\kappa$  – фактор ослабления потока быстрых ионов в многопроходном приближении;  $\Delta \Omega$  – телесный угол, под которым из облака видна принимающая сигнал площадь детектора NRA,  $\eta$  – чувствительность детектора NRA,  $\mu$  – вероятность того, что быстрый атом  $H^0$  не ионизуется в фоновой плазме и долетит до детектора. Усреднение

$$\overline{F_0(E, S_{cl})} \kappa = \iint F_0(E, y, z) \cdot dy \cdot \kappa(z) dz / S_{eff} \quad (4.2)$$

выполняется по части облака, видимой детектором NRA. Выражения для  $\Delta \Omega$ ,  $\eta$  и  $\mu$  были получены ранее в [9,99,120] и в данной работе не обсуждаются. Новый, по сравнению с однопроходной моделью [7,9,99,120], множитель  $\kappa$  в уравнении (4.1) характеризует возможное ослабление потока быстрых протонов к моменту их попадания в область обзора детектора вследствие вероятной нейтрализации на предыдущих участках траектории, пересекающей внешние части облака. Формула для расчета множителя  $\kappa$  представлена в подпараграфе 4.1.2.

Значение  $F_0 \equiv F_0(E)$  на выходе из облака для различных значений энергии  $E$  находятся из решения уравнения для  $dF_0/dx$ , при начальном условии  $F_0(x=0) = 0$  и условии сохранения числа частиц  $H^+$  и  $H^0$  в потоке:  $F_1(x) + F_0(x) = 1$ . Учитывая, что  $dx = dl \cdot \sin(\theta)$  и предполагая  $z = \text{const}$  вдоль траектории протона в условиях, когда ларморовский радиус быстрого иона много больше поперечного размера облака, уравнение для  $dF_0/dx$  из работ [7,9,99,120] может быть записано в виде:

$$\frac{dF_0(x)}{dx} \cong \frac{(1 - F_0(x)) \sum_i n^{(i)}(x) \sigma_{10}^{(i)} - F_0(x) \sum_i n^{(i)}(x) \sigma_{01}^{(i)}}{\sin(\theta)} \quad (4.3)$$

где  $n^{(i)}$  - концентрация тяжелых частиц углеводородного облака;  $\sigma_{I0}^{(i)}$  и  $\sigma_{0I}^{(i)}$  – сечения нейтрализации быстрого протона  $H^+$  и потери электрона быстрым нейтральным атомом  $H^0$  на однородной мишени из частиц сорта ( $i$ ). Зависимости сечений  $\sigma_{I0}^{(i)}(E)$  и  $\sigma_{0I}^{(i)}(E)$  от энергии взяты из работы [9].

При расчетах нейтрализации быстрых протонов в углеводородном пеллетном облаке использовались подобранные модельные пространственные распределения различных степеней ионизации углерода и водорода. В параграфе 2.3 кратко описаны принципы подбора распределений. Пример распределений представлен на рисунке 2.11. Как видно из рисунка 2.11b, степень ионизации атомов углерода в облаке достаточно быстро меняется вдоль магнитного поля, и уже на удалении 30 мм около половины ионов углерода ионизованы до  $C^{3+}$ , а на удалении 60 мм полностью отсутствует ион  $C^{2+}$ . При этом экспериментальные сведения о дальнейшей ионизации отсутствуют. В связи с этим в данной работе для расчетов  $F_0(E)$  анализируется область не далее  $\pm 60$  мм от макрочастицы вдоль магнитного поля.

#### 4.1.2. Результаты расчетов и рекомендации для оптимизации РСХ измерений

Модельное распределение концентраций тяжелых частиц облака, показанное на рисунке 2.11, использовалось при вычислении доли перезарядившихся быстрых протонов  $F_0(E)$  на одном проходе через облако. В выбранном приближении облако состоит из тяжелых частиц следующих сортов ( $i$ ):  $H^0$ ,  $H^+$ ,  $C^0$ ,  $C^+$ ,  $C^{2+}$ ,  $C^{3+}$ , а также из холодных электронов.

На рисунке 4.2 показаны примеры рассчитанных из уравнения (4.3) долей нейтрализовавшихся протонов  $F_0(x)$  для двух поперечных сечений облака на разных расстояниях  $z$  от макрочастицы: а), с), е) при  $z = 0$  мм, б), д), ф) при  $|z| = 30$  мм. При этом данные на рисунках 4.2a,b соответствуют энергии протона  $E = 100$  кэВ, на рисунках 4.2c,d энергии протона  $E = 500$  кэВ, на рисунках 4.2e,f энергии протона  $E = 1$  МэВ. На каждом графике эволюция  $F_0(x/r_0)$  приведена для четырех хорд по  $y$ , проходящих на разных расстояниях от продольной оси облака. Из рисунков 4.2a,c видно, что в центре облака ( $z = 0$ ) при небольших энергиях  $E = 100-500$  кэВ заметная доля быстрых протонов, нейтрализовавшихся при прохождении центральной низкоионизованной части облака, вновь ионизуется в периферийном слое на выходе из облака. При  $E = 1$  МэВ на рисунке 4.2e данный эффект менее заметен, так как интегральная толщина внешнего слоя недостаточна для ионизации. Протоны,

пересекающие облако по удаленным от его оси хордам  $y/r_0 \geq 0,75$  нейтрализуются в соответствии с параметрами внешнего слоя.

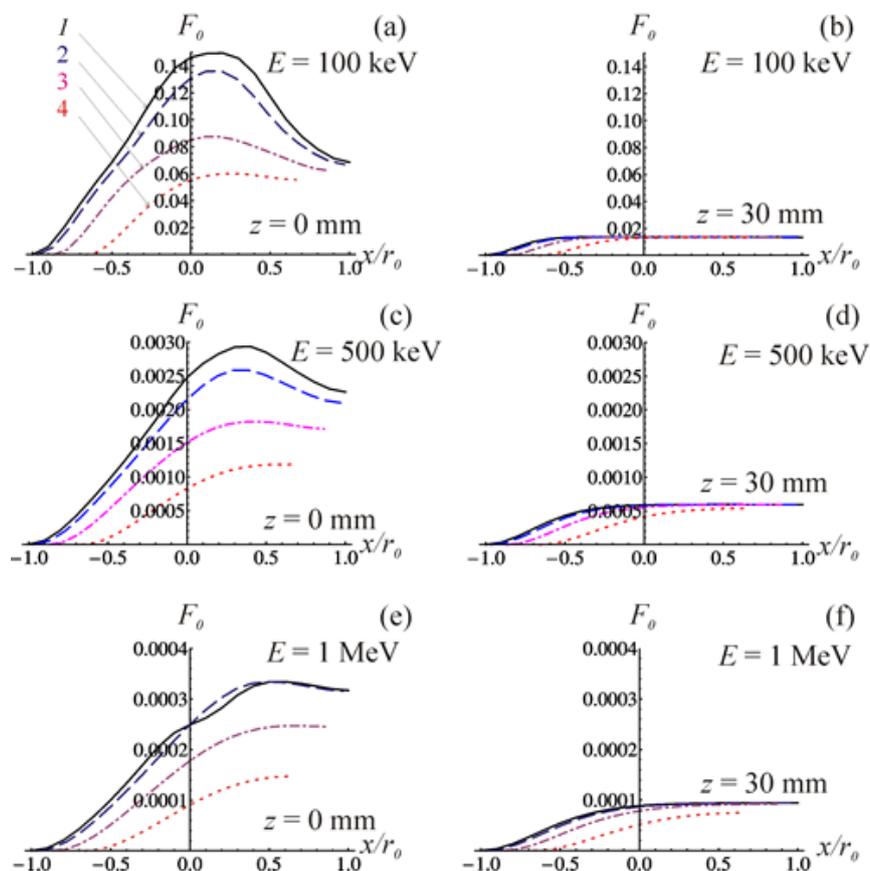


Рисунок 4.2 – Изменение нейтральной фракции  $F_0$  с увеличением пройденного расстояния  $x$  вдоль хорд  $y/r_0 = 0$ ,  $y/r_0 = 0,25$ ,  $y/r_0 = 0,5$ ,  $y/r_0 = 0,75$  при  $\theta = 70^\circ$  для энергии  $E = 100$  кэВ (a,b),  $E = 500$  кэВ (c,d) и  $E = 1$  МэВ (e,f): при  $z = 0$  мм (a,c,e) и при  $z = 30$  мм (b,d,f).  $r_0 = 3,8$  мм. На каждом графике кривая 1 соответствует относительному прицельному параметру  $y/r_0 = 0$ , кривая 2 -  $y/r_0 = 0,25$ , кривая 3 -  $y/r_0 = 0,5$ , кривая 4 -  $y/r_0 = 0,75$

При удалении от макрочастицы вдоль  $z$  ионизационный состав вдоль хорды становится более высокоионизованным и слабо зависит от поперечной координаты. В связи с этим уменьшается зависимость значения  $F_0$  от хорды, по которой быстрые частицы пересекают облако. Исключение составляют наиболее удаленные хорды, где интегральная толщина облака вдоль траектории недостаточна для достижения  $F_0^\infty(E)$ , характерной для данного сечения.

Были получены средние по поперечному сечению облака значения  $\langle F_0(E) \rangle_y$  при различных  $z$ . Для этого в выбранном сечении по  $z$  вычислялись хордовые значения  $F_0(E, y, z)$  с шагом по  $y$ :  $\delta y = r_0/20$ .

На рисунке 4.3а показаны зависимости  $\langle F_0(E) \rangle_y$ , полученные для четырех значений  $z$ . Кроме того, на рисунке 4.3б приведены зависимости  $F_0^\infty(E)$  для различных зарядовых составов.

Из представленных на рисунке 4.3а распределений видно, что по мере удаления от макрочастицы вдоль  $z$  значения  $\langle F_0(E) \rangle_y$  снижаются. При усреднении по сечениям с различными значениями  $z$  в пределах области обзора детектора, наибольший вклад в среднее  $\overline{F_0(E)}$  дадут сечения с меньшими  $z$ , то есть наиболее близкие к центру облака ( $z = 0$ ). Реальные размеры области наблюдения NRA составляют несколько десятков миллиметров в диаметре, а относительное положение облака и области наблюдения также может существенно, в пределах нескольких десятков миллиметров, варьироваться от эксперимента к эксперименту. Поэтому при анализе данных NRA для обеспечения возможности абсолютных измерений требуется детальный расчет произведения  $F_0(E) \cdot \kappa$  в области обзора NRA. Использование зависимости  $F_0^\infty(E)$ , вычисленной для гипотетического усредненного ионизационного состава облака в формуле (4.1), может приводить к существенным ошибкам при реконструкции абсолютных значений  $dn_{n+}/dE$  вплоть до порядка величины и более. При этом, как отмечалось ранее в работе [9], восстановление формы спектра остается возможным.

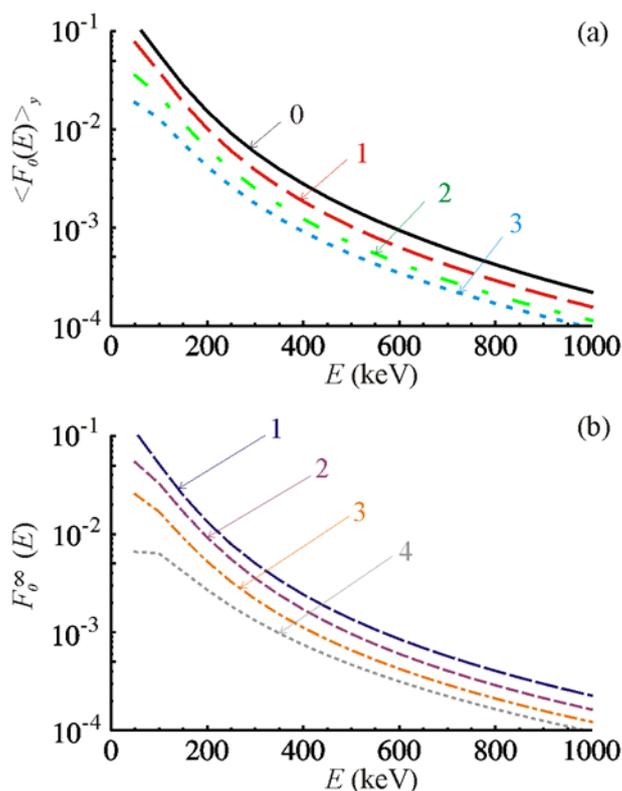


Рисунок 4.3 – (а) Вычисленные зависимости  $\langle F_0(E) \rangle_y$  для  $z = 2$  мм (кривая 0), 10 мм (кривая 1), 20 мм (кривая 2), 30 мм (кривая 3); (б) зависимости  $F_0^\infty(E)$ , вычисленные для четырёх возможных зарядов составов облака,  $n_{H^+} : n_{C^+} : n_{C^{2+}} = 2:1:1$  (кривая 1);  $n_{H^+} : n_{C^{2+}} = 1:1$  (кривая 2);  $n_{H^+} : n_{C^{2+}} : n_{C^{3+}} = 2:1:1$  (кривая 3);  $n_{H^+} : n_{C^{3+}} = 1:1$  (кривая 4)

Множитель  $\kappa$  в формуле (4.1) - это коэффициент ослабления потока быстрых частиц в «многопроходном» приближении, учитывающий выбывание из потока нейтрализовавшихся ранее частиц. Нейтрализация на каждом проходе через облако (с номером  $l$ ) заметно зависит от его удаления  $z_l$  от макрочастицы. Итоговое ослабление может быть представлено как:

$$\kappa(z, E, \theta) = \prod_{l=0}^{N(z, E, \theta)} \left( 1 - \langle F_0(E, z_l) \rangle_y \right), \quad (4.4)$$

где  $N(z, E, \theta)$  – количество проходов через облако, совершенных быстрым ионом, начиная с  $z = 60$  мм до его попадания в сечение  $z$ , а  $l$  принимает значения от 0 до  $N(z, E, \theta)$ . Для примера на рисунке 4.1 показана ось  $z$ , положительное направление которой на рисунке выбрано справа налево, положение пеллета соответствует  $z = 0$ , сечение  $z = 60$  мм находится слева от пеллета, а в детектор попадают перезарядившиеся частицы, которые исходно двигались слева направо, в сторону уменьшения  $z$ . Отметим, что, как видно из

рисунка 4.3, увеличение степени ионизации компонент облака приводит к снижению нейтральной фракции  $F_0$ . При увеличении степени ионизации углерода на 1, значение  $F_0$  снижается от 2 при энергии 1 МэВ до 10 раз при энергии 100 кэВ. В связи с этим нейтрализацией протонов на удалении более 60 мм можно пренебречь.

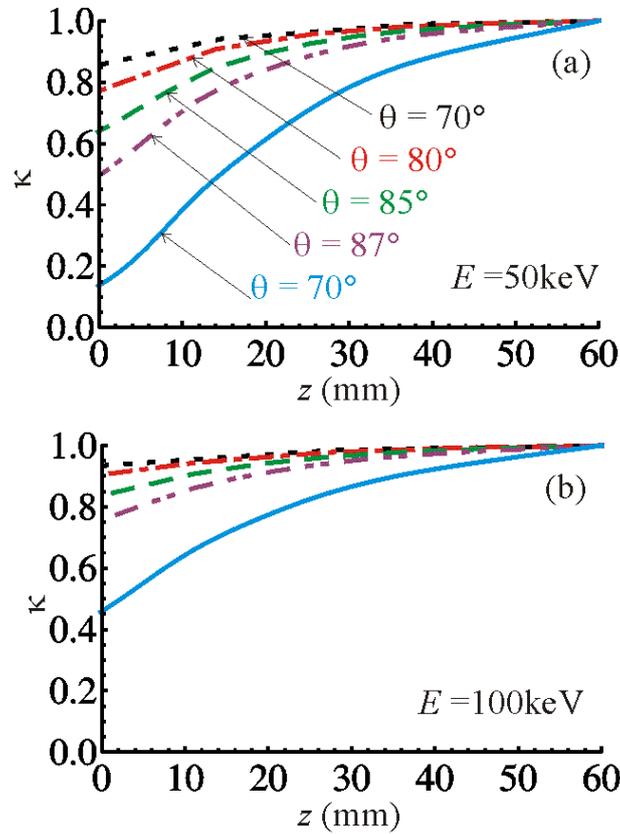


Рисунок 4.4 – Продольные вдоль магнитного поля распределения  $\kappa(z, E)$  в углеводородном облаке для нескольких значений питч-угла  $\theta = 70^\circ, 80^\circ, 85^\circ, 87^\circ, 89^\circ$  для: (а)  $E = 50 \text{ кэВ}$ ; (б)  $E = 100 \text{ кэВ}$

Для учета потерь энергии быстрого протона вдоль траектории  $dE/dx$  из-за столкновений с частицами облака использовано выражение, полученное из формул для потерь энергии быстрых положительных ионов [121]:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{2\pi e^4 Z_H^2 m_p}{E m_e} n_{C,H}(x) \left( Z_C \ln \left( \frac{2E m_e}{I_C \cdot m_p} \right) + Z_H \ln \left( \frac{2E m_e}{I_H \cdot m_p} \right) \right), \quad (4.5)$$

где  $m_p$  и  $m_e$  – массы протона и электрона,  $Z_H = 1$ ,  $Z_C = 6$ ,  $I_H = 13,6 \text{ эВ}$ ,  $I_C = 33,3 \text{ эВ}$ ,  $n_{C,H} = n_{H0} + n_{H+} = n_{C0} + n_{C+} + n_{C2+} + n_{C3+} + n_{C4+} + n_{C5+} + n_{C6+}$  - половина концентрации тяжелых частиц облака во всех зарядовых состояниях.

В таблице 4.1 указаны значения  $N$  количества проходов, совершаемых быстрым протоном с энергией  $E$  и питч-углом  $\theta$  от границы облака при  $z = 60$  мм до центра  $z = 0$ , соответствующие значения коэффициента ослабления  $\kappa$  и относительной потери энергии  $\Delta E/E$ . Результаты расчета  $\kappa(z)$  при нескольких значениях питч-угла  $\theta$  приведены на рисунке 4.4a,b для энергий протона 50 кэВ и 100 кэВ, соответственно. Видно, что при  $E = 50$  кэВ происходит значительное ослабление потока вследствие нейтрализации  $\kappa = 0,14$  при питч-угле  $\theta = 89^\circ$ , а при угле  $\theta = 70^\circ$  потери из-за нейтрализации заметно меньше  $\kappa = 0,8$ . Такое ослабление не препятствует проводить РСХ измерения и восстанавливать соответствующие части распределения по энергии. А вот потери энергии для  $E = 50$  кэВ оказываются очень значительными. Даже при питч-угле  $\theta = 70^\circ$  наблюдается полная термализация протонов с такими энергиями в облаке. Однако, уже при  $E = 100$  кэВ потери энергии составляют 12% при угле  $\theta = 89^\circ$ , а при угле  $70^\circ$  не превышают 1%. При этом коэффициент  $\kappa = 0,45$  при  $\theta = 89^\circ$  и  $\kappa = 0,82$  при  $\theta = 70^\circ$ . По мере увеличения энергии протонов, влияние этих двух эффектов (ослабление потока протонов вследствие их нейтрализации и термализация из-за потери энергии) снижается.

Таблица 4.1. Количество проходов  $N$  и коэффициент ослабления потока  $\kappa$  и относительная потеря энергии  $\Delta E/E$  быстрых протонов с энергией  $E$  и питч-углом  $\theta$  при прохождении участка длиной в 60 мм вдоль  $z$ .

$E$ , кэВ	$\theta$	$70^\circ$	$80^\circ$	$85^\circ$	$89^\circ$
50	$N$	>3	>6	>11	>52
	$\kappa(\theta, E, \theta)$	0,8	0,7	0,6	0,14
	$\Delta E/E, \%$	100	100	100	100
100	$N$	2	4	8	37
	$\kappa(\theta, E, \theta)$	0,92	0,88	0,80	0,45
	$\Delta E/E, \%$	0,4	1	2,5	12
200	$N$	2	3	6	26
	$\kappa(\theta, E, \theta)$	0,99	0,97	0,95	0,85
	$\Delta E/E, \%$	0,2	0,3	0,7	3,5

Таким образом, в диапазоне энергий 100-200 кэВ требуется учет ослабления потока быстрых протонов вследствие их нейтрализации, а также учет потери энергии

протонами, который может достигать десятка процентов. При больших энергиях эффектами, связанными с потерей энергии и ослаблением протонов из потока вследствие их нейтрализации можно пренебречь.

Можно ожидать, что при РСХ измерениях значительное влияние на результат окажет взаимное расположение оси инжекции макрочастицы и оси наблюдения НРА. Поперечное смещение макрочастицы относительно области обзора НРА за время испарения составит  $Lp \times \sin\varphi$ , где  $Lp$  – глубина проникновения макрочастицы в плазму. Так, если угол между осью инжекции и осью наблюдения НРА  $\varphi = 30^\circ$ , что может реализовываться при инжекции макрочастицы вдоль большого радиуса установки и при расположении НРА для измерения потоков нейтрализовавшихся протонов с питч-углом  $70^\circ$ , а глубина проникновения приблизительно 200 мм, поперечное смещение будет достигать 100 мм. В связи с этим, при проведении абсолютных РСХ измерений необходимо, во-первых, ограничить смещение пеллетного облака в области обзора НРА, например, за счет уменьшения угла между направлением наблюдения и направлением инжекции, а во-вторых, обеспечить непрерывное отслеживание расположения пеллетного облака в области обзора НРА, например, с помощью высокоскоростной видеосъемки.

Полученные результаты демонстрируют возможность реализации абсолютных РСХ-измерений энергетических распределений быстрых протонов в диапазоне энергий  $100 \text{ кэВ} < E < 1000 \text{ эВ}$ .

Необходимость контроля ионизационного состава и структуры облака ограничивает локализацию области обзора детектора нейтральных атомов. В углеводородных пеллетных облаках доступная для экспериментального контроля ионизационного состава часть облака располагается в пределах  $\pm 30$  мм от положения макрочастицы вдоль магнитного поля. Для оптимальной геометрии абсолютных РСХ измерений предпочтительно совместить ось инжекции с осью наблюдения НРА. Для относительных измерений оси инжекции и наблюдения могут быть расположены под углом друг к другу.

Полученные результаты могут быть полезны при проектировании и применении РСХ-диагностики быстрых протонов с инжекцией углеводородных макрочастиц, что актуально для всех крупных установок с магнитным удержанием высокотемпературной плазмы, оснащенных нагревными пучками нейтральных атомов NBI с энергиями 100 кэВ

и более, а также использующих высокочастотный нагрев малой добавки ионов на гармонике ионно-циклотронной частоты.

## **4.2. Исследования нейтрализации альфа-частиц на пеллетных облаках в дейтериево-тритиевых экспериментах на TFTR**

В подпараграфе 4.2.1 приведены результаты расчетов зависимости от энергии для ожидаемой доли перезарядившихся на модельном литиевом облаке альфа-частиц. 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 не совпадать со значением равновесной нейтральной фракции, вычисленной в предположении однородного по пространству ионизационного состава облака. Такое предположение использовалось ранее во всех расчетах для восстановления измеренных сигналов пеллетной диагностики. В подпараграфе 4.2.2 показывается, что корректный учет структуры пеллетного облака при вычислении  $F_0(E)$  и его размеров позволяет согласовать абсолютные значения спектра альфа-частиц, измеренного с помощью РСХ-диагностики, и значения рассчитанного с помощью кода FPPT для дейтериево-тритиевых экспериментов на установке TFTR.

### **4.2.1. Вычисление доли нейтрализовавшихся альфа-частиц в литиевом пеллетном облаке**

Ниже методика расчетов перезарядки протонов на углеводородном облаке, описанная в подпараграфе 4.1.1, применяется для аналогичного расчета перезарядки альфа-частиц на литиевом облаке. Источники для необходимых сечений элементарных процессов реакции литиевых атомов и ионов с альфа-частицами представлены в подпараграфе 1.3.1 Главы 1. Для усреднения  $\langle F_0(E) \rangle_y$  доли нейтрализовавшихся в облаке альфа-частиц согласно уравнений (4.2) и (4.3), необходимой для расчета интенсивности сигнала РСХ из уравнения (4.1), в параграфе 2.3 были сделаны предположения о пространственном распределении зарядовых состояний лития в литиевом пеллетном облаке (см. рисунок 2.12). На рисунке 4.5. показаны примеры рассчитанных из уравнения (4.3) долей нейтрализовавшихся протонов  $F_0(x)$  для двух поперечных сечений облака, находящихся на разных расстояниях  $z$  от макрочастицы: а), с), е) при  $z = 0$  мм, б), д), ф) при  $|z| = 15$  см. Рисунки 4.5а,б соответствуют энергии альфа-частицы  $E = 0,4$  МэВ, рисунки 4.5с,д – энергии альфа-частицы  $E = 2$  МэВ, рисунки 4.5е,ф – энергии альфа-

частицы  $E = 3,5$  МэВ. На каждом графике эволюция  $F_0(x/r_0)$  приведена для четырех хорд, проходящих на разных расстояниях  $y$  от продольной оси облака. Расчеты проведены для распределения концентрации зарядовых состояний в литиевом облаке со значительным количеством  $\text{Li}^{2+}$  на периферии облака (рисунок 2.12а). Из рисунка 4.5 видно, что значительная доля частиц, нейтрализовавшихся в приосевых областях облака (т.е. в окрестности  $x, y$  близких к 0) может быть вновь ионизована при выходе из облака.

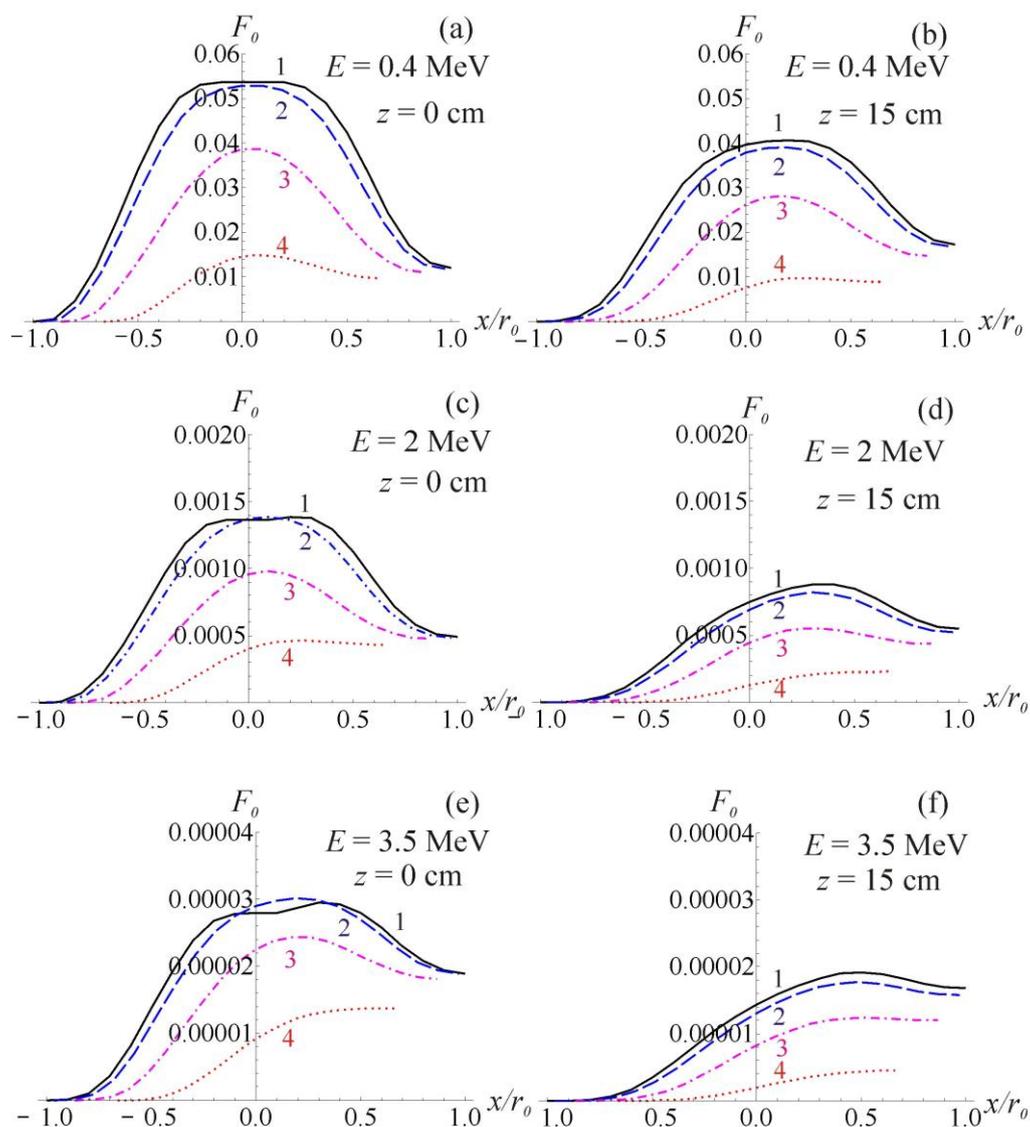


Рисунок 4.5 – Изменение нейтральной фракции  $F_0$  с увеличением пройденного расстояния  $x$  вдоль хорд  $y/r_0 = 0, y/r_0 = 0,25, y/r_0 = 0,5, y/r_0 = 0,75$  при  $\theta = 70^\circ$  для энергии  $E = 0,4$  МэВ (а,б),  $E = 2$  МэВ (с,д) и  $E = 3,5$  МэВ (е,ф): при  $z = 0$  мм (а,с,е) и при  $z = 15$  см (б,д,ф).  $r_0 = 5$  мм. На каждом графике кривая 1 соответствует относительному прицельному параметру  $y/r_0 = 0$ , кривая 2 -  $y/r_0 = 0,25$ , кривая 3 -  $y/r_0 = 0,5$ , кривая 4 -  $y/r_0 = 0,75$

Как видно из рисунков 4.5a,b, при небольших энергиях 0,4 МэВ значения  $F_0$  на выходе из облака могут снизиться в 2-3 раза по сравнению со значением, полученным для центральной области (вблизи  $x = 0$ ).

На рисунке 4.6 приведены результаты расчетов для нейтральной фракции, усредненной по поперечному сечению облака,  $\langle F_0(E) \rangle_y$ , а также величины  $\langle F_0(E) \rangle_y$ , усредненной по видимой части облака, которую можно обозначить как  $\int F_0 dS_{cl}$ , а также отношение этих величин с учетом эффективной площади видимой части облака  $S_{cl}$ . При этом, на фрагментах 4.6a,c,e показаны результаты расчетов для распределения концентрации зарядовых состояний в литиевом облаке со значительным количеством  $Li^{2+}$  на периферии облака (рисунок 2.12a). На фрагментах 4.6b,d,f показаны результаты расчетов для распределения с малым количеством  $Li^{2+}$  на периферии облака (рисунок 2.12b).

На рисунке 4.6a,b кривыми 3 и 4 показаны средние по поперечному сечению облака значения  $\langle F_0(E) \rangle_y$ , вычисленные при двух различных значениях  $z$ : кривая 3 соответствует сечению  $z = 0$ , кривая 4 соответствует сечению  $z = 15$  см. Для сравнения, кривыми 1 и 2 показаны значения равновесной нейтральной фракции  $F_0^\infty(E)$ , рассчитанные для двух разных зарядовых составов облака, в предположении его однородности, т.е. для 100%  $Li^+$  и 100%  $Li^{2+}$ , соответственно. Для усреднения в выбранном сечении по  $z$  вычислялись хордовые значения  $F_0(E, y, z)$  с шагом по  $y$ :  $y = r_0/20$ .

На рисунке 4.6c,d показаны результаты расчета проинтегрированного по видимой части облака  $S_{cl} = 2r_{NPA} \cdot 2r_0$  произведения  $\langle F_0 S_{cl} \rangle = \iint F_0(E, y, z) \cdot dydz$  из формулы (4.2). Поскольку абсолютные значения  $F_0$  для перезарядки альфа-частиц на литиевом облаке малы  $F_0 \ll 1$ , ослаблением потока быстрых частиц вследствие их нейтрализации можно пренебречь, и, при усреднении  $F_0$  по области обзора детектора, полагалось  $\kappa \approx 1$ . Кривые 6 и 7 соответствуют областям усреднения по  $z$ :  $z = (0 - 10)$  см и  $z = (10 - 20)$  см. Для сравнения, кривой 5 на рисунке 4.6c,d показана величина произведения  $\langle F_0 S_{cl} \rangle = \pi \cdot r_{NPA}^2 \cdot F_0^\infty$  (при 100%  $Li^+$ ), полученная с применением того же подхода к вычислению  $\langle F_0 S_{cl} \rangle$ , который применялся ранее другими авторами при анализе сигналов РСХ-диагностики [7, 8, 9, 83].

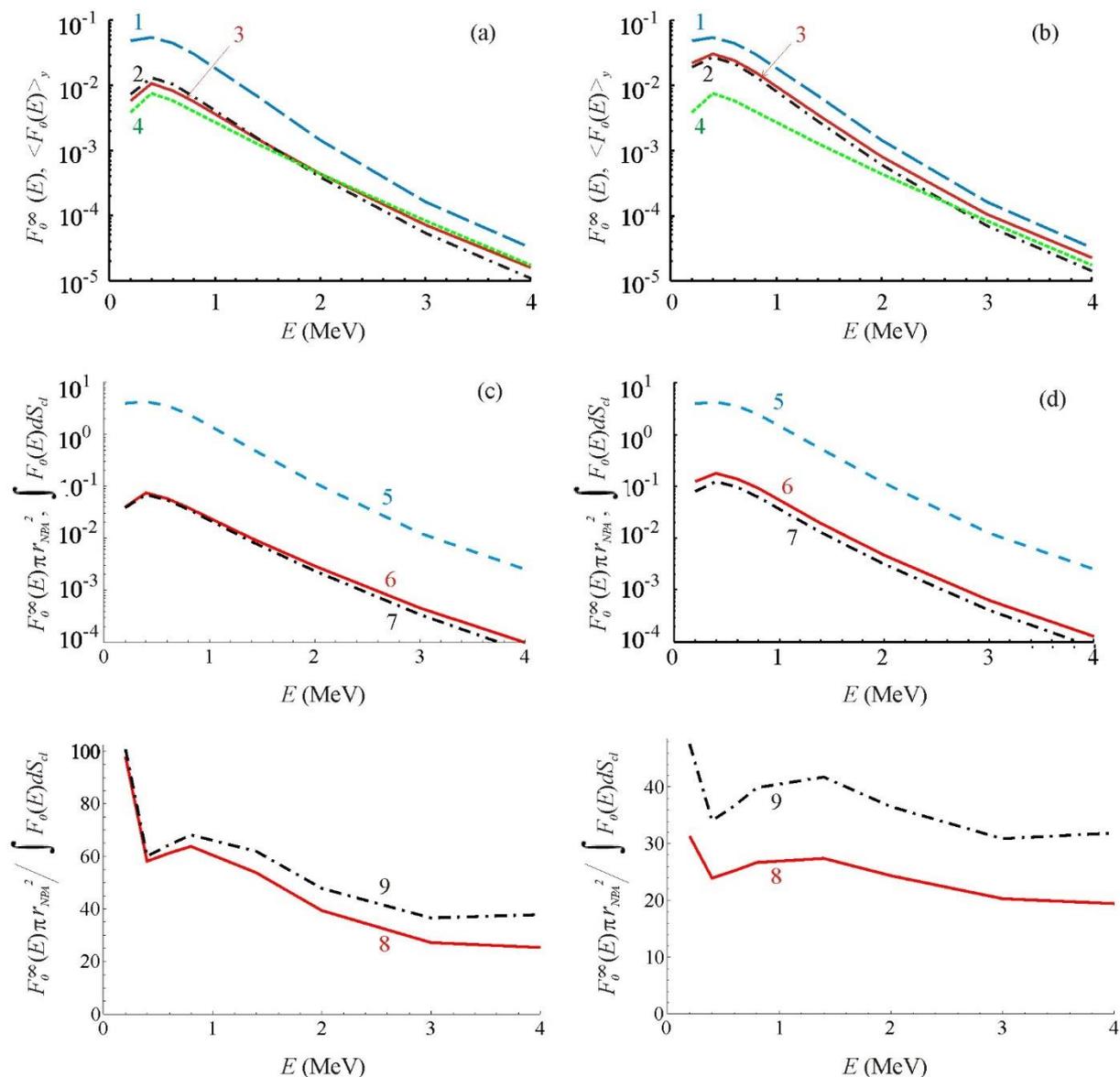


Рисунок 4.6 – Зависимости  $F_0^\infty(E)$ , вычисленные для 100%  $\text{Li}^+$  ( кривая 1) и 100%  $\text{Li}^{2+}$  (кривая 2). Усредненное по сечению  $\langle F_0(E) \rangle_y$  для  $z = 0$  м (кривая 3) и  $z = 0,15$  м (кривая 4). Усредненное по области обзора детектора произведение  $\pi r_{NPA}^2 \cdot F_0^\infty(E)$ , при  $r_{NPA} = 5$  см, для однородного облака 100%  $\text{Li}^+$  (кривая 5). Усредненное по области обзора детектора  $\int F_0 dS_{cl}$  для  $z = (0 - 10)$  см (кривая 6) и для  $z = (10 - 20)$  см (кривая 7). Отношение значений, показанных кривыми 5 и 6 (кривая 8), и значений, показанных кривыми 5 и 7 (кривая 9). Левый (а,с,е) и правый (b,d,f) столбцы соответствуют «большому» и «малому» количеству  $\text{Li}^{2+}$  на периферии облака, при  $\Delta z l = 20$  в формуле Б9

В завершение, на рисунке 4.6e,f приведено отношение “старого” (то есть вычисленного в соответствии с применявшимся ранее подходом) значения

$\langle F_0 \cdot S_{cl} \rangle = \pi \cdot r_{NPA}^2 \cdot F_0^\infty$  (при 100%Li<sup>+</sup>) к “новому” значению интеграла  $\iint F_0(E, y, z) \cdot dydz$ , полученного аккуратным вычислением для области  $z = (0 - 10)$  см (кривая 8) и  $z = (10 - 20)$  см (кривая 9). Данное отношение показывает, во сколько раз нужно увеличить “старые” абсолютные значения спектров  $dn/dE(E)$ , вычислявшихся ранее из измеренных сигналов NPA без учета аккуратного интегрирования  $\int F_0 dS_{cl}$  по площади видимой части облака с учетом пространственных распределений различных зарядовых состояний литиевом в облаке.

Из рисунка 4.6 можно сделать следующий вывод: если предположить что литиевое облако состоит большей частью из ионов Li<sup>+</sup> (случай 2.12b), то произведение  $\langle F_0 \cdot S_{cl} \rangle$ , усредненное по области обзора детектора при  $r_{NPA} = 5$  см, оказывается в 20-40 раз (то есть более, чем на порядок) меньше, чем применявшееся ранее другими авторами при расчетах спектра альфа-частиц из сигнала их перезарядки в Li облаке. Если на периферии облака больше ионов Li<sup>2+</sup> (случай 2.12a), то расхождение может достичь двух порядков. Данный вывод используется далее в следующем подпараграфе, при анализе абсолютных значений энергетических спектров альфа-частиц, полученных с помощью РСХ диагностики на установке TFTR.

#### 4.2.2. Оценки сигналов абсолютных измерений РСХ диагностики альфа-частиц на TFTR

По сравнению с измерениями быстрых протонов, которые проводились в основном с помощью литиевых макрочастиц, измерения спектра альфа-частиц на TFTR удобнее оказалось проводить при инжекции макрочастиц из бора в силу двух обстоятельств.

Во-первых, энергия сублимации бора 5,3 эВ/атом более чем в три раза превышает энергию сублимации лития 1,6 эВ/атом, что обуславливает более глубокое проникновение макрочастиц в плазму, и соответственно расширяет область РСХ измерений. Во-вторых, как видно из рисунка 4.7, где показаны результаты расчетов равновесной фракции нейтрализации  $F_0^\infty$  альфа-частиц на гелиоподобных ионах инжектируемых макрочастиц из работы [67], значения  $F_0^\infty$  для бора при энергиях выше 2 МэВ начинают заметно превышать эти значения для лития. В работе [67] предполагалась, что гелиеподобные ионы составляют основу облака, тогда можно было бы ожидать большие РСХ сигналы на литии в диапазоне энергий до 2 МэВ, а для бора для энергий выше 2 МэВ.

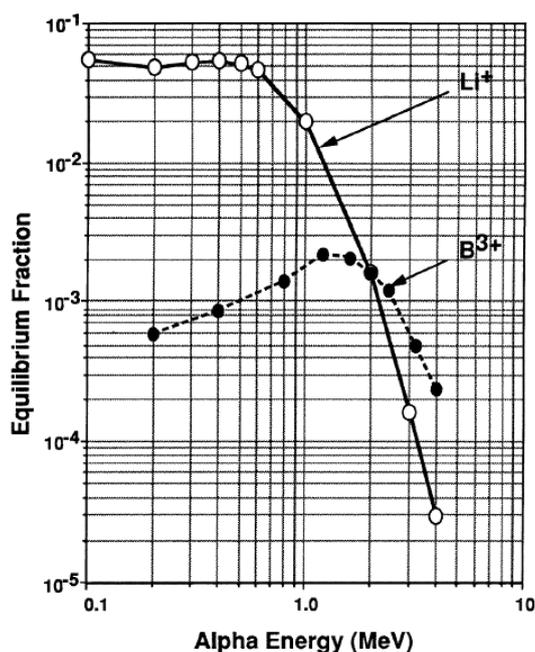


Рисунок 4.7 – Рассчитанные нейтральные равновесные фракции  $F_0^\infty$  альфа-частиц на гелиоподобных элементах лития и бора [67]

В действительности ситуация оказалась другой, что демонстрируется на рисунке 4.8 для сигналов РСХ измерений альфа-частиц в схожих условиях с помощью макрочастиц из В и Li в дейтериево-тритиевых экспериментах. Видно, что форма спектров близка, но сигналы РСХ на Li примерно в 6 раз меньше сигналов РСХ на В. Причина такого расхождения, как указывается в [67], не ясна. Особенности пространственных распределений зарядовых состояний, как показывают наши расчеты для углеводородных и литиевых облаков, влияют на вычисленные абсолютные значения нейтральной фракции, сохраняя приблизительно форму спектра (см. рисунок 4.6).

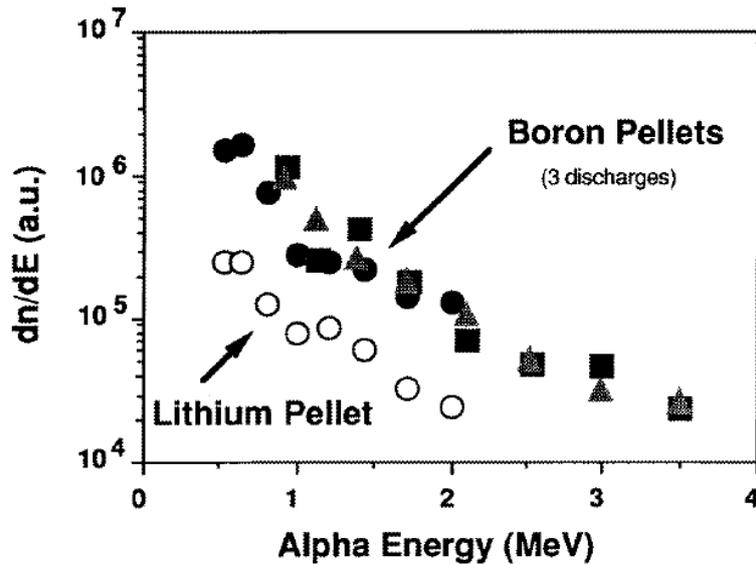


Рисунок 4.8 – Сравнение альфа-спектров, полученных с использованием макрочастиц из бора и лития [67]

Абсолютные значения РСХ измерений с помощью перезарядки на облаке макрочастицы из бора, показанные на рисунке 4.9, примерно на порядок меньше значений рассчитанных по коду FPPT [67], которые, в целом, неплохо соответствуют абсолютным измерениям спектров удерживаемых альфа-частиц с помощью CXRS диагностики (Charge eXchange Recombination Spectroscopy) [122] и абсолютным измерениям альфа-частиц, покинувших разряд, с помощью сцинтилляционного детектора [123]. Как видно из рисунка 4.9, после проведения нормировки на расчетные значения, форма энергетического спектра измеренных РСХ сигналов  $dn/dE$  хорошо согласуется с временной эволюцией рассчитанных с помощью кода FPPT функций  $dn/dE(E)$  в двух временных точках: спустя 0,12 с от начала включения импульса NBI длительностью 1 с и 0,2 с после выключения импульса NBI.

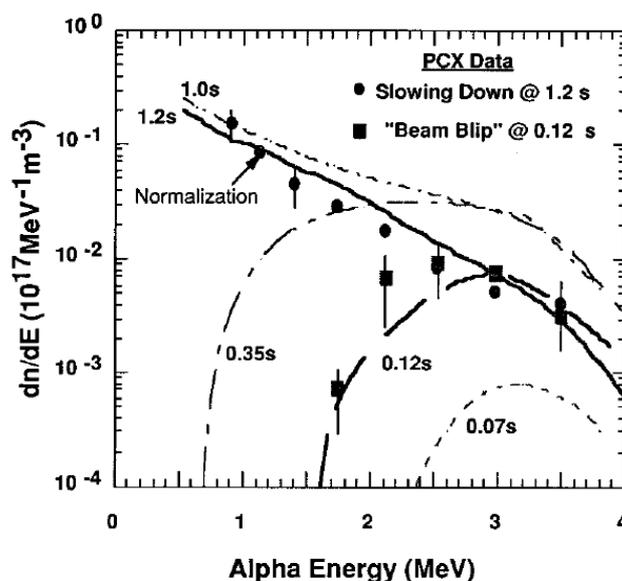


Рисунок 4.9 – Временная эволюция альфа-энергетических спектров, вычисленных с использованием кода FPPT (кривые) после начала включения NBI длительностью импульса 1 с в TFTR, и сравнение с измеренными альфа-спектрами по PCX сигналам макрочастиц из бора, инжестрированных в двух моментах времени: сплошные кружки - во время фазы замедления (*slowing-down*), соответствующей 1,2 с после включения NBI (или 0,2 с после выключения NBI) в #86291; сплошные квадраты - вблизи фазы рождения альфа-частиц, соответствующих 0,12 с после включения NBI в разряде #86299

В работе [67] также отмечается, что абсолютные значения PCX измерений альфа-частиц с использованием литиевых макрочастиц до двух порядков меньше значений, рассчитанных по коду FPPT. Этот результат, а также соотношение PCX сигналов, полученных на литии и на боре и показанные на рисунке 4.8, позволяют предположить, что абсолютные значения сигналов PCX измерений на облаке макрочастиц из лития могут в 50-100 раз отличаться от значений, рассчитанных по коду FPPT.

В Таблице 4.2 оцениваются параметры в уравнении (4.1), которые уточняются в наших расчетах PCX сигналов на литиевом облаке в разряде #86291 токамака TFTR, показанных на рисунке 4.9, по сравнению модельными расчетами, сделанными в работах [7,67]. Уточнение, во-первых, касается изменения эффективной площади NPA  $S_{cl}$ , которая зависит от оценок поперечного размера пеллетного облака  $r_{cl}$  и его величины относительно радиуса области обзора NPA,  $r_{NPA}$ . Отношение площадей  $S_{cl} = \pi \cdot r_{NPA}^2$  в модели работ [7,67] к  $S_{cl} = 2r_{cl} \cdot 2r_{NPA}$  в наших расчетах к равно  $\pi r_{NPA} / (4r_{cl}) \approx 11$ .

Таблица 4.2. Сравнение результатов оценок РСХ сигналов альфа-частиц из литиевого облака в дейтериево-тритиевых экспериментах на токамаке TFTR.

№	Параметры	Область [z1-z2] усреднение по z (см)	Длина спада $n_{Li^+}$ вдоль z, $\Delta z l$ (см)	Параметр распр-ния $n_{Li^{2+}}$ $A^*$	Отношение нейтральных фракций в уравнении (4.1) $\frac{\langle F_0(E) \rangle_y}{F_0^\infty(E)}$ для энергий 0,5 МэВ/3,5 МэВ	Отношение РСХ сигналов в наших расчетах и расчетах работы [67] для энергий 0,5 МэВ/3,5 МэВ
1	Диапазон параметров для варьирования	[5-35]	15-60	1,2-1,8	2-11	
2	Параметры для оценки сверху отношения сигналов NRA	[25-35]	10	1,2	7-11	75–120
3	Параметры для оценки снизу отношения сигналов NRA	[5-15]	20	1,8	2-3	23-35

\* параметр  $A$  фигурирует в формуле (Б4) в Приложении Б.

Для оценок, радиус облака  $r_{cl}$  брался равным  $0,7 \cdot r_0 \cong 0,35$  см в предположении что он равен половине ширины профиля (Б1) на половине высоты. Из работы [8], где описана схема эксперимента следует, что  $r_{NRA} \cong 5$  см.

Таким образом, корректный учет поперечного размера облака при определении площади видимой детектором части облака уменьшает измеренные значения функции распределения  $dn/dE(E)$ , рассчитанные из скорости счета NRA, в  $\pi r_{NRA}/(4r_{cl}) \approx 11$  раз. Параметры для расчета  $\langle F_0(E) \rangle_y$  выбирались следующим образом. Из работы [8] следует, что области наблюдения NRA [z1-z2], в зависимости от угла между осью линии наблюдения NRA и осью пеллет-инжекции, могли варьироваться в пределах от [5 см–15 см] до [25 см–35 см]. Значения параметра  $A = 1,2$  и  $1,8$  выбирались из предположений о ширине распределения концентрации  $n_{Li^{2+}}$  (см. Приложение В). Длина  $\Delta z l = 10$  см –

20 см спада  $n_{Li^+}$  вдоль  $z$ , выбирались, исходя из характерной длины спада на продольном профиле измененной интенсивности излучения иона  $Li^+$ , показанном на рисунке 1.13. Рассчитанная с учетом структуры облака нейтральная фракция  $\langle F_0(E) \rangle_y$  сравнивается со значениями равновесной нейтральной фракции  $F_0^\infty(E)$  из работ [7,67] в диапазоне значений энергии альфа-частиц – 0,5 МэВ и 3,5 МэВ. Видно, что параметр  $F_0^\infty(E) / \langle F_0(E) \rangle_y$  может снизить значения  $dn/dE$ , полученные с помощью РСХ-измерений, в 2-10 раз. В результате, при корректном учете поперечного размера и ионизационного состава литиевого облака, то есть с учетом значений отношения  $[\pi r_{NPA} F_0^\infty(E)] / [\langle F_0(E) \rangle_y 4r_{cl}]$ , значения  $dn/dE$ , полученные из измеренной скорости счета NPA в уравнении (4.1) для литиевого облака, могут увеличиться 20-120 раз, по сравнению со значениями, полученными в рамках однопроходной модели [7], в предположении однородного по зарядовому составу облака 100%  $Li^+$ . Это согласуется с приведенным выше из работы [67] выводом о том, что значения сигналов РСХ измерений на облаке макрочастиц из лития могут в 50-100 раз отличаться от значений, рассчитанных по коду FPPT. Таким образом, видно, что более корректный учет структуры литиевого пеллетного облака при вычислении доли нейтрализации и его размеров позволяет заметно улучшить согласование абсолютных значений спектра альфа-частиц, измеренных с помощью РСХ-диагностики, и значений, рассчитанных с помощью кода FPPT для дейтериево-третиевых экспериментов на токамаке TFTR, верифицированных на абсолютных экспериментальных данных других диагностик. Можно надеяться, что помимо важных результатов о правильности относительных измерений энергетических спектров быстрых ионов [80,81] и альфа-частиц [7,67] с помощью РСХ диагностики, продемонстрированная нами возможность рассчитывать также абсолютные РСХ сигналы будет способствовать интересу к применению такой диагностики в термоядерных экспериментах с быстрыми ионами.

#### 4.3. Выводы к главе 4

В заключении перечислим основные результаты, которые можно сформулировать на основании изложенного в данной главе:

1. Улучшена методика расчетов, позволяющих установить связь абсолютных значений функции распределения быстрых атомов водорода, регистрируемых детектором нейтральных атомов при нейтрализации быстрых протонов с энергиями в диапазоне 100-1000 кэВ на углеводородном облаке, с искомой

функцией распределения быстрых протонов фоновой плазмы. Показано, что при энергии протонов менее 100 кэВ происходит их термализация в пеллетном облаке, вследствие чего восстановление их энергетического спектра при низких энергиях с помощью РСХ-диагностики не представляется возможным.

2. Обнаружен эффект влияния зарядового состава периферийного слоя пеллетного облака на долю перезарядившихся быстрых частиц. Сформулированы рекомендации для оптимизации измерений функции распределения по энергии быстрых протонов.
3. Показано, что более корректный учет структуры литиевого пеллетного облака при вычислении доли нейтрализации и его размеров позволяет улучшить согласование абсолютных значений спектра альфа-частиц, измеренных с помощью РСХ-диагностики, и значений, рассчитанных с помощью кода FPPT для дейтериево-третиевых экспериментов на установке TFTR, которые верифицированы на абсолютных экспериментальных данных других диагностик.

## Заключение

В заключение кратко сформулируем 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<sup>-3</sup>) 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.

## Благодарности

Хочу выразить искреннюю благодарность преподавателям кафедры физики плазмы Санкт-Петербургского Государственного Политехнического Университета, у которых я обучалась в студенческие годы и в годы аспирантуры, а также сотрудникам, аспирантам и студентам кафедры за плодотворную совместную работу, полезные обсуждения и доброжелательную атмосферу.

Особенно хочу поблагодарить моего научного руководителя профессора Сергеева Владимира Юрьевича за постановку задачи, плодотворные дискуссии, конструктивную критику, а также за всемерное участие и поддержку при работе над диссертацией, без которых завершение данной работы было бы крайне затруднительным.

Огромную благодарность хотела бы выразить профессору Кутееву Борису Васильевичу за обсуждение направлений диссертационной работы и руководство ею на начальных этапах, за полезные дискуссии, ценную критику и неизменную поддержку.

Большую признательность выражаю Шарову Игорю Александровичу за увлекательную совместную работу, плодотворные дискуссии, активную поддержку и помощь в работе над диссертацией.

Хотела бы отметить значительный вклад профессора Рожанского Владимира Александровича, Мирошникова Игоря Витальевича, Гончарова Павла Романовича, Тимохина Владимира Михайловича, Скокова Вечаслава Геннадиевича в проведении плодотворных дискуссий и совместных исследований. Благодарю также Коробко Дмитрия Дмитриевича за помощь в улучшении текста диссертации.

В заключение, хочу выразить благодарность членам моей семьи за проявленные понимание, терпение, заботу и всевозможную поддержку в период моей работы над диссертацией.

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

## Литература

- 1 Milora S. L. et al. Pellet fuelling //Nuclear Fusion. – 1995. – Vol. 35. – №. 6. – P. 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. Chang C. T. Pellet-plasma interactions in tokamaks //Physics reports. – 1991. – Vol. 206. – №. 4. – P. 143-196.
5. Pégourié B. Pellet injection experiments and modelling //Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2007. – Т. 49. – №. 8. – P. R87–R160.
6. Fisher R. K. et al. Fast alpha diagnostics using pellet injection //Fusion Technology. – 1988. – Vol. 13. – №. 4. – P. 536-542.
7. McChesney J. M. et al. The interaction of fast alpha particles with pellet ablation clouds //Physics of Plasmas. – 1997. – Vol. 4. – №. 2. – P. 381-392.
- 8 Medley S. S. et al. Design and operation of the pellet charge exchange diagnostic for measurement of energetic confined  $\alpha$  particles and tritons on the Tokamak Fusion Test Reactor //Review of scientific instruments. – 1996. – Vol. 67. – №. 9. – P. 3122-3135.
9. 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. – Vol. 79. – №. 10. – P.10F312-1.
10. Sharov I. A. et al. Imaging polychromator for density measurements of polystyrene pellet cloud on the Large Helical Device //Review of Scientific Instruments. – 2015. – Vol. 86. – №. 4.– P. 043505.
11. Sharov I. A. et al. Electron temperature distribution measurements in clouds of polystyrene pellets ablating in LHD heliotron plasma //Technical Physics Letters. – 2018. – Vol. 44. – P. 384-387.
12. Sharov I. A. et al. Spatial characteristics of luminous hydrocarbon pellet clouds in the large helical device //Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2021. – Vol. 63. – №. 6. – P. 065002.
13. Тимохин В. М. и др. Эффект узлокализованного повышенного испарения углеродных макрочастиц в стеллараторе Wendelstein 7-AS //Письма в Журнал технической физики. – 2004. – Т. 30. – №. 7. – С. 83-87.
14. 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. – Vol. 54. – №. 3. – P. 035007.
15. Рожанский В. А. Теория плазмы/В.А.Рожанский. – СПб.: «Лань», 2012.

16. Milora S. L. Review of pellet fueling //Journal of Fusion Energy. – 1981. – Vol. 1. – P. 15-48.
17. Кутеев Б. В., Сергеев В. Ю., Цендин Л. Д. О взаимодействии углеродных макрочастиц с горячей плазмой //Физика плазмы. – 1984. – Т. 10. – №. 6. – С. 1172.
18. Kuteev B. V. et al. Impurity pellet injection systems for tokamak diagnostics and burn control //Fusion technology. – 1994. – Vol. 26. – №. 3P2. – P. 938-944.
19. B.V. Kuteev, L.D. Tsendin, Analytical model of neutral gas shielding for hydrogen pellet ablation //Report NIFS-717, – November 2001.
20. Durst R. D. et al. Experimental observations of the dynamics of pellet ablation on the Texas Experimental Tokamak (TEXT) //Nuclear fusion. – 1990. – Vol. 30. – №. 1. – P. 3.
21. McNeill D. H. et al. Spectroscopic measurements of the parameters of the ablation clouds of deuterium pellets injected into tokamaks //Physics of Fluids B: Plasma Physics. – 1991. – Vol. 3. – №. 8. – P. 1994-2009.
22. Terry J. L. et al. Measurement of internal magnetic field pitch using Li pellet injection on TFTR //Review of scientific instruments. – 1990. – Vol. 61. – №. 10. – P. 2908-2913.
23. Senichenkov I. Y. et al. Modelling of the pellet cloud evolution and mass deposition with an account of  $\nabla B$  induced drift //Nuclear fusion. – 2006. – Vol. 46. – №. 8. – P. 788.
24. Rozhansky V. et al. Mass deposition after pellet injection into a tokamak //Plasma physics and controlled fusion. – 2004. – Vol. 46. – №. 4. – P. 575.
25. 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. – Vol. 21. – №. 10. – P. 1735-1741.
26. Rozhansky V., Veselova I., Voskoboynikov S. Evolution and stratification of a plasma cloud surrounding a pellet //Plasma physics and controlled fusion. – 1995. – Vol. 37. – №. 4. – P. 399.
27. Terry J. L. et al. Imaging of lithium pellet ablation trails and measurement of q profiles in TFTR //Review of scientific instruments. – 1992. – Vol. 63. – №. 10. – P. 5191-5194.
28. Egorov S. M., Galkin V. A., Kapralov V. G. Pellet ablation study in T-10 using a photographic technique //Plasma physics and controlled nuclear fusion research 1990. V. 1. – 1991. – P. 599-609.
29. Timokhin V. M. et al. Studies of Three Dimensional Cloud Structure of Carbon Pellets Ablated in the W7-AS Plasma //29th EPS Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion. – European Physical Society. – 2002. – P4.047.
30. Kaufmann M. et al. Plasma shielding of hydrogen pellets //Nuclear fusion. – 1986. – Vol. 26. – №. 2. – P. 171–178.
31. Houlberg W. A., Milora S. L., Attenberger S. E. Neutral and plasma shielding model for pellet ablation //Nuclear fusion. – 1988. – Vol. 28. – №. 4. – P. 595–610.

32. Рожанский В. А. Влияние самосогласованного электрического поля на испарение макрочастиц в горячей плазме //Физика плазмы. – 1989. – Т. 15. – С. 1447.
33. Сергеев В. Ю. и др. Исследования испарения примесных макрочастиц в высокотемпературной плазме установок с магнитным удержанием //Физика плазмы. – 2006. – Т. 32. – №. 5. – С. 398-412.
34. Kuteev B. V. Hydrogen pellet ablation and acceleration by current in high temperature plasmas //Nuclear fusion. – 1995. – Vol. 35. – №. 4. – P. 43.
35. Lengyel L. L., Spathis P. N. A self-consistent MHD ablation model: pellet penetration depth prediction for a reactor-temperature plasma //Nuclear fusion. – 1994. – Vol. 34. – №. 5. – P. 675.
36. Egorov S. M. et al. Current density profile and electron beam localization measurements using carbon pellets on T-10 //Nuclear fusion. – 1992. – Vol. 32. – №. 11. – P. 2025.
37. Ishizaki R. et al. Two-dimensional simulation of pellet ablation with atomic processes //Physics of Plasmas. – 2004. – Vol. 11. – №. 8. – P. 4064-4080.
38. Sergeev V. Y. et al. Lithium pellet deposition and penetration in TFTR //Review of scientific instruments. – 1992. – Vol. 63. – №. 10. – P. 4984-4986.
39. Sergeev V. Y. et al. Experiments on Li pellet injection into Heliotron E //Plasma physics and controlled fusion. – 1998. – Vol. 40. – №. 10. – P. 1785.
40. Kocsis G. et al. A fast framing camera system for observation of acceleration and ablation of cryogenic hydrogen pellet in ASDEX Upgrade plasmas //Review of scientific instruments. – 2004. – Vol. 75. – №. 11. – P. 4754-4762.
41. Teams N. I. et al. High-efficiency plasma refuelling by pellet injection from the magnetic high-field side into ASDEX Upgrade //Physical review letters. – 1997. – Vol. 79. – №. 8. – P. 1487.
42. Ledl L. et al. Study of carbon pellet ablation in ECR-heated W7-AS plasmas //Nuclear fusion. – 2004. – Vol. 44. – №. 5. – P. 600.
43. Nakamura Y., Nishihara H., Wakatani M. An analysis of the ablation rate for solid pellets injected into neutral beam heated toroidal plasmas //Nuclear fusion. – 1986. – Vol. 26. – №. 7. – P. 907.
44. Кутеев Б. В. и др. Пороговые эффекты при взаимодействии плазмы с инжектированными пеллетами в токамаке Т-10 //Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2006. – Т. 84. – №. 5. – С. 295-298.
45. Kocsis G. et al. Investigation of TESPEL cloud dynamics in Wendelstein 7-X stellarator //Nuclear Fusion. – 2020. – Vol. 61. – №. 1. – P. 016006.

46. Pégourié B. et al. Structure of pellet cloud emission and relation with the local ablation rate //Nuclear Fusion. – 2024. – Vol. 64. – №. 5. – P. 056026.
47. Lang P. T. et al. Compact gas gun injection system for variable sized solid pellets //Review of scientific instruments. – 1994. – Vol. 65. – №. 7. – P. 2316-2321.
48. L. Ledl, Verunreinigungspelletinjektion am Stellarator Wendelstein 7-AS (Dissertation), IPP Report III/257. – February 2000.
49. Tamura N. et al. Spectroscopic diagnostics for ablation cloud of tracer-encapsulated solid pellet in LHD //Review of Scientific Instruments. – 2008.– Vol. 79.– №. 10.– P. 10F541-1.
50. Шаров И. А. Формирование облака вблизи испаряющейся макрочастицы в плазме гелиотрона LHD //Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. – 2019. – СПб.
51. Foster C. A. et al. Solid hydrogen pellet injection into the Ormak tokamak //Nuclear Fusion. – 1977. – Vol. 17. – №. 5. – P. 1067.
52. Chang C. T., Thomsen K. On the correlation between the H $\alpha$ -line emission rate and the ablation rate of a hydrogen pellet in tokamak discharges //Nuclear fusion. – 1984. – Vol. 24. – №. 6. – P. 697.
53. Sergeev V.Yu. et al. Trapping of Pellet Cloud Radiation in Thermonuclear Plasmas //Plasma physics reports. – 2001. – Vol. 4. – №. 4. – P. 605-608.
54. Dunning M. J., Mayer F. J., Kammash T. Time dependent simulation of pellet evaporation in tokamak plasmas //Nuclear fusion. – 1990. – Vol. 30. – №. 5. – P. 919.
55. 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. – Vol. 39. – №. 6. – P. 791.
56. De Kloe J. et al. Fast backward drift of pellet ablatant in tokamak plasmas //Physical review letters. – 1999. – Vol. 82. – №. 13. – P. 2685.
57. Müller H. W. et al. High- $\beta$  plasmoid drift during pellet injection into tokamaks //Physical review letters. – 1999. – Vol. 83. – №. 11. – P. 2199.
58. Тимохин В. М., Сергеев В. Ю., Кутеев Б. В. Исследование выключения разряда в Токамаке Т-10 методом инжекции примесных частиц с большим Z //Физика плазмы. – 2001. – Т. 27. – №. 3. – С. 1101-1110.
59. Ledl L. et al. Study of carbon pellet ablation in ECR-heated W7-AS plasmas //Nuclear fusion. – 2004. – Vol. 44. – №. 5. – P. 600.
60. Sergeev V.Yu. *et al.*, Response of plasma density and radiation to TESPEL ablation in LHD //Journal of Plasma and Fusion Research Series. – 2002. – Vol. 5. – P. 395-399.
61. Baylor L. R. et al. An international pellet ablation database //Nuclear fusion. – 1997. – Vol. 37. – №. 4. – P. 445.

62. Bakhareva O. A. et al. Studies of the structure of C pellet ablation clouds in W7-AS //Plasma physics reports. – 2005. – Vol. 31. – №. 4. – P. 282-291.
63. 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.
64. Грим Г. Спектроскопия плазмы/Грим.Г. – Москва: Атомиздат, 1969.
65. Morozov D. K. et al. Ionization–recombination processes and ablation cloud structure for a carbon pellet //Nuclear fusion. – 2004. – Vol. 44. – №. 2. – P. 252.
66. Кикоин И. К. Таблицы физических величин/Кикоин И.К. – Москва: Рипол Классик, 1976.
67. Medley S. S. et al. Measurements of confined alphas and tritons in the MHD quiescent core of TFTR plasmas using the pellet charge exchange diagnostic //Plasma physics and controlled fusion. – 1996. – Vol. 38. – №. 10. – P. 1779.
68. Milora S. L., Foster C. A. A revised neutral gas shielding model for pellet-plasma interactions //IEEE Transactions on Plasma Science. – 1978. – Vol. 6. – №. 4. – P. 578-592.
69. MacAulay A. K. Geometrical, kinetic and atomic physics effects in a two dimensional time dependent fluid simulation of ablating fuel pellets //Nuclear Fusion. – 1994. – Vol. 34. – №. 1. – P. 43.
70. Pégourié B. et al. Pellet ablation studies on TORE SUPRA //Nuclear fusion. – 1993. – Vol. 33. – №. 4. – P. 591.
71. Garzotti L. et al. Neutral gas and plasma shielding scaling law for pellet ablation in Maxwellian plasmas //Nuclear fusion. – 1997. – Vol. 37. – №. 8. – P. 1167.
72. Rozhansky V. A., Senichenkov I. Y. On the ablation models of fuel pellets //Plasma physics reports. – 2005. – Vol. 31. – P. 993-1002.
73. Parks P. B., Leffler J. S., Fisher R. K. Analysis of low Za impurity pellet ablation for fusion diagnostic studies //Nuclear fusion. – 1988. – Vol. 28. – №. 3. – P. 477.
74. Parks P. B. et al. Model of ablation flow near light-atom pellets with surface boundary conditions //Nuclear fusion. – 1994. – Vol. 34. – №. 3. – P. 417.
75. 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.
76. Samulyak R. et al. Lagrangian particle model for 3D simulation of pellets and SPI fragments in tokamaks //Nuclear Fusion. – 2021. – Vol. 61. – №. 4. – P. 046007.

77. Bosviel N., Parks P., Samulyak R. Near-field models and simulations of pellet ablation in tokamaks //Physics of Plasmas. – 2021. – Vol. 28. – №. 1.
78. Woskov P. P. et al. Gyrotron collective Thomson scattering diagnostic for confined alpha particles in TFTR //Review of Scientific Instruments. – 1988. – Vol. 59. – №. 8. – P. 1565-1567.
79. McKee G. et al. Confined alpha distribution measurements in a deuterium-tritium tokamak plasma //Physical review letters. – 1995. – Vol. 75. – №. 4. – P. 649.
80. Petrov M. P. et al. Studies of energetic confined alphas using the pellet charge exchange diagnostic on TFTR //Nuclear fusion. – 1995. – Vol. 35. – №. 12. – P. 1437-1443.
81. Petrov M. P. et al. Effective temperatures, sawtooth mixing, and stochastic diffusion ripple loss of fast H<sup>+</sup> minority ions driven by ion cyclotron heating in the Tokamak Fusion Test Reactor //Physics of Plasmas. – 1999. – Vol. 6. – №. 6. – P. 2430-2436.
82. Krasilnikov A. V. et al. TFTR natural diamond detectors based D–T neutron spectrometry system //Review of scientific instruments. – 1997. – Vol. 68. – №. 1. – P. 553-556.
83. V.Yu.Sergeev, B.V. Kuteev, O.A. Bakhareva, A. Yu. Kostrukov, V.G. Skokov, M.P.Petrov, A.I. Kislyakov, R.Burhenn, M.Kick. Conceptual design of pellet Charge eXchange (PCX) diagnostics for the stellarator W7-X //IPP Report 10/20. – January 2002.
84. Allison S. K. Experimental results on charge-changing collisions of hydrogen and helium atoms and ions at kinetic energies above 0.2 keV //Reviews of Modern Physics. – 1958. – Vol. 30. – №. 4. – P. 1137.
85. Majeski R. et al. Ion cyclotron range of frequency experiments in the tokamak fusion test reactor with fast waves and mode converted ion Bernstein waves //Physics of Plasmas. – 1996. – Vol. 3. – №. 5. – P. 2006-2012.
86. Johnson D. W. et al. Recent DT results on TFTR //Plasma Physics and Controlled Fusion. – 1995. – Vol. 37. – №. 11A. – P. A69.
87. Duong H. H. et al. The effects of toroidal field ripple on confined alpha measurements in TFTR DT plasmas //PPPL-3178. – March 1996.
88. Budny R. V. A standard DT supershot simulation //Nuclear Fusion. – 1994. – Vol. 34. – №. 9. – P. 1247.
89. Redi M. H. et al. Modelling TF ripple loss of alpha particles in TFTR DT experiments //Nuclear Fusion. – 1995. – Vol. 35. – №. 12. – P. 1509.
90. Cavallo A., Cutler R. C., McCarthy M. P. Twenty-channel grating polychromator for millimeter wave plasma emission measurements //Review of scientific instruments. – 1988. – Vol. 59. – №. 6. – P. 889-894.
91. Mansfield D. K. et al. Multichannel far-infrared laser interferometer for electron density measurements on the tokamak fusion test reactor //Applied optics. – 1987. – Vol. 26. – №. 20. – P. 4469-4474.

92. Bush C. E., Bell R. E., Synakowski E. J. Improvements in the CHERS system for DT experiments on TFTR //Review of scientific instruments. – 1995. – Vol. 66. – №. 2. – P. 1193-1196.
93. Levinton F. M. et al. Improved confinement with reversed magnetic shear in TFTR //Physical review letters. – 1995. – Vol. 75. – №. 24. – P. 4417.
94. Ramsey A. T. D-T radiation effects on TFTR diagnostics //Review of scientific instruments. – 1995. – Vol. 66. – №. 1. – P. 871-876.
95. Strachan J. D. et al. TFTR DT experiments //Plasma Physics and Controlled Fusion. – 1997. – Vol. 39. – №. 12B. – P. B103.
96. Gorelenkov N. N. et al. Modelling of alpha particle slowing down, confinement and redistribution by sawteeth in TFTR using the FPPT code //Nuclear fusion. – 1997. – Vol. 37. – №. 8. – P. 1053.
97. Gorelenkov N. N., Putvinskij S. V. Fonction de distribution néo-classique des particules  $\alpha$  dans le tokamak TSP //Fizika plazmy (Moskva, 1975). – 1989. – Vol. 15. – №. 2. – P. 145-150.
98. Petrov M. P. et al. 60 Years of neutral particle analysis: from early tokamaks to ITER //The European Physical Journal H. – 2021. – Vol. 46. – P. 1-11.
99. Goncharov P. R. et al. Development and initial operation of the pellet charge exchange diagnostic on LHD heliotron //Review of scientific instruments. – 2003. – Vol. 74. – №. 3. – P. 1869-1872.
100. Goncharov P. R. et al. Local pellet based and line-integrated nonperturbing charge exchange measurements with a compact neutral particle analyzer on Large Helical Device //Review of scientific instruments. – 2006. – Vol. 77. – №. 10. – P. 10F119.
101. 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. – P. 810-816.
102. 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. – Vol. 12. – №. 4. – P. 891-916.
103. Blanksby S. J., Ellison G. B. Bond dissociation energies of organic molecules //Accounts of chemical research. – 2003. – Vol. 36. – №. 4. – P. 255-263.
104. Rozhansky V. Perpendicular currents and electric fields in fully and partially ionized magnetized plasma //Physics of Plasmas. – 2013. – Vol. 20. – №. 10. – P. 101614.
105. Rozhansky V. The role of electric field in SOL plasma //Contributions to Plasma Physics. – 1994. – Vol. 34. – №. 2-3. – P. 145-150.
106. Рожанский В. А. Влияние самосогласованного электрического поля на испарение макрочастиц в горячей плазме //Физика плазмы. – 1989. – Т. 15. – С. 1447.

107. Kuteev B.V., Sergeev V. Y., Sudo S. Emergency discharge quench or rampdown by a noble gas pellet //Nuclear fusion. – 1995. – Vol. 35. – №. 10. – P. 1167.
108. Rozhansky V. et al. Mass deposition after pellet injection into a tokamak //Plasma physics and controlled fusion. – 2004. – Vol. 46. – №. 4. – P. 575.
109. 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.
110. Рожанский В. А., Сениченков И. Ю. О моделях испарения топливных пеллетов //Физика плазмы. – 2005. – Т. 31. – №. 12. – С. 1068-1077.
111. Sergeev V. Y., Polivaev D. A. Measurements of current density profiles in T-10 current drive regimes using carbon pellet injection //Fusion Engineering and design. – 1997. – Vol. 34. – P. 215-218.
112. Sergeev V. Y. et al. Plasma Diagnostics on ASDEX Upgrade by means of Carbon Pellet injection //21st EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. – European Physical Society/ – 1994. – P. 1364-1367.
113. Ledl L. et al. Carbon Pellet Injection Experiments at the Stellarator W7-AS //26th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. – European Physical Society/ – 1999. – P.1477-1480.
114. Tamura N. et al. Impurity transport studies by means of tracer-encapsulated solid pellet injection in neutral beam heated plasmas on LHD //Plasma physics and controlled fusion. – 2002. – Vol. 45. – №. 1. – P. 27.
115. Тимохин В. М., Сергеев В. Ю., Кутеев Б. В. Исследование выключения разряда в Токамаке Т-10 методом инжекции примесных частиц с большим  $Z$  //Физика плазмы. – 2001. – Т. 27. – №. 3. – С. 1101-1110.
116. Wesson J. Tokamaks. – 3<sup>rd</sup> ed. – Oxford: Clarendon press, 2004.
117. Bussiahn R. et al. Impurity transport studies on Wendelstein 7-X by tracer-encapsulated solid pellets //47th EPS Conference on Plasma Physics. – European Physical Society. – 2021. – P.1059.
118. Rozhansky V. A., Tsendin L. D. Transport phenomena in partially ionized plasma. – CRC Press, 2001.
119. Sergeev V. Y. et al. Experiments on Li pellet injection into Heliotron E //Plasma physics and controlled fusion. – 1998. – Vol. 40. – №. 10. – P. 1785.

120. Goncharov P. R. et al. Active neutral particle diagnostics on LHD by locally enhanced charge exchange on an impurity pellet ablation cloud //Fusion science and technology. – 2006. – Vol. 50. – №. 2. – P. 222-228.
121. Мотт Н., Месси Г. Теория атомных столкновений. – Москва: «Мир», 1969.
122. McKee G. et al. Confined alpha distribution measurements in a deuterium-tritium tokamak plasma //Physical review letters. – 1995. – Vol. 75. – №. 4. – P. 649.
123. Zweben S. J. et al. Alpha particle loss in the TFTR DT experiments //Nuclear fusion. – 1995. – Vol. 35. – №. 8. – P. 893.

## Приложение А. Приближенные аналитические зависимости для описания предполагаемых распределений ионизационных состояний в пеллетном облаке вблизи испаряющейся макрочастицы в гелиотроне LHD

Приведенный набор формул не является решением столкновительно-излучательной модели или иным строгим решением задачи о нахождении пространственных распределений ионизационных состояний испарившегося вещества. Однако, он позволяет качественно описать совокупность экспериментальных данных об углеводородных облаках. Численные коэффициенты в примере подобраны для описания облака, зарегистрированного в разряде LHD #108767. При необходимости получить аналогичные распределения в углеводородных облаках в других разрядах LHD, все численные коэффициенты могут быть подобраны заново при наличии данных изображающего полихроматора, либо вычислены, используя законы подобия для зависимостей размеров облаков от параметров фоновой плазмы из [12].

Координаты  $(r, z)$  в формулах ниже необходимо подставлять в сантиметрах. Сначала задаются распределения в поперечном направлении, затем в продольном. Для суммарной концентрации тяжелых частиц  $n_{tot} = n_H^0 + n_H^+ = n_C^0 + n_C^+ + n_C^{2+} + n_{C3^+}$  в поперечном направлении выбран параболический профиль:

$$n_{tot}^{z=0}(r) = n_0 \cdot \left( 1 - \left( \frac{r}{r_0} \right)^2 \right), \quad (A1)$$

в котором концентрация испарившегося вещества обращается в ноль на расстоянии  $r_0 = 0,38$  см от оси облака. Центральная концентрация  $n_0 = 5,15 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup> выбрана так, чтобы через поперечное сечение канала разлёта на расстоянии  $z = r_0$  от макрочастицы отводилось всё испарившееся вещество:

$$\int_0^{r_0} n_{tot}(r, z = r_0) dr = \frac{\dot{N}}{2c_s}. \quad (A2)$$

В поперечном направлении, для наилучшего соответствия характеру экспериментально наблюдаемого спада свечения соответствующих спектральных линий спадающие распределения выбраны в форме экспонент с аргументом в 4 степени. Для поперечного распределения нейтрального водорода выбрана формула

$$n_{H^0}^{z=0}(r) = n_{tot}^{z=0}(r) \cdot e^{-10 \left( \frac{r}{0,8r_0} \right)^4}. \quad (A3)$$

Оставшийся водород будет однократно ионизованным, соответственно находится как разность суммарной концентрации водорода и концентрации нейтрального водорода

$$n_{H^+}^{z=0}(r) = n_{tot}^{z=0}(r) - n_{H^0}^{z=0}(r). \quad (A4)$$

Распределение нейтрального углерода выбрано в форме:

$$n_{C^0}^{z=0}(r) = n_{tot}^{z=0}(r) \cdot e^{-10\left(\frac{r}{0.3r_0}\right)^4}. \quad (A5)$$

Далее предполагается, что такой же характер спада имеет суммарная концентрация нейтрального углерода и его первого иона:

$$n_{C^0-C^+}^{z=0}(r) = n_{tot}^{z=0}(r) \cdot e^{-10\left(\frac{r}{Ar_0}\right)^4}, \quad (A6)$$

где  $A=1,2$  соответствует распределению со значительным количеством ионов  $C^{2+}$  и  $C^{3+}$  на периферии облака,  $A=1,8$  соответствует распределению с малым количеством  $C^{2+}$  и  $C^{3+}$  на периферии облака. Концентрация первого иона тогда находится в виде:

$$n_{C^+}^{z=0}(r) = n_{C^0-C^+}^{z=0}(r) - n_{C^0}^{z=0}(r). \quad (A7)$$

Предполагается, что более высокие ионизационные состояния в сечении  $z=0$  не успевают образоваться, однако они могут возникнуть в дальнейшем при разлёте вдоль магнитного поля:

$$n_{C^{2+}}^{z=0}(r) = n_{tot}^{z=0}(r) - n_{C^+}^{z=0}(r) - n_{C^0}^{z=0}(r) \quad (A8)$$

$$n_{C^{3+}}^{z=0}(r) = 0 \quad (A9)$$

Вдоль  $z$  распределение суммарной концентрации аппроксимируется формулой с экспоненциальным спадом:

$$n_{tot}(r, z) = n_{tot}^{z=0}(r) \cdot e^{-\frac{|z|}{\Delta z}}, \quad (A10)$$

где длина спада  $\Delta z$  определяется из (3.25). Для примера используем  $\Delta z = 10$  см.

Продольный спад распределения нейтрального водорода аппроксимируем в виде:

$$n_{H^0}(r) = n_{H^0}^{z=0}(r) \cdot e^{-\frac{|z|}{\Delta z}} e^{-\frac{|z|}{0.5}}. \quad (A11)$$

Во всем оставшемся пространстве облака присутствует первый ион водорода

$$n_{H^+}(r, z) = n_{tot}(r) - n_{H^0}(r). \quad (A12)$$

Распределение нейтрального углерода аппроксимируется

$$n_{C^0}(r, z) = n_{C^0}^{z=0}(r) \cdot e^{-\frac{|z|}{\Delta z}} \cdot e^{-\left(\frac{|z|}{0.15}\right)^3}. \quad (A13)$$

Необходимо отметить достаточно резкий спад излучения линии соответствующего иона в продольном направлении. Для его описания аргумент экспоненты возведен в 3-ю

степень. Суммарная концентрация нейтрального углерода и его первого иона спадает экспоненциально:

$$n_{C^0_{-}C^+}(r, z) = n_{C^0_{-}C^+}^{z=0}(r) \cdot e^{-\frac{|z|}{\Delta z}} \cdot e^{-\left(\frac{|z|}{1.1}\right)^3}. \quad (\text{A14})$$

Концентрация первого иона находится вычитанием

$$n_{C^+}(r, z) = n_{C^0, C^+}(r, z) - n_{C^0}(r, z). \quad (\text{A15})$$

Суммарная концентрация нейтрального углерода и первых двух ионов также полагается спадающей экспоненциально

$$n_{C^0_{-}C^+_{-}C^{2+}}(r, z) = n_{C^0_{-}C^+_{-}C^{2+}}^{z=0}(r) \cdot e^{-\frac{|z|}{\Delta z}} \cdot e^{-\left(\frac{|z|}{3.0}\right)^3}. \quad (\text{A16})$$

Концентрация второго иона тогда находится в виде:

$$n_{C^{2+}}(r, z) = n_{C^0, C^+, C^{2+}}(r, z) - n_{C^0}(r, z) - n_{C^+}(r, z), \quad (\text{A17})$$

а оставшийся углерод полагается ионизованным до  $C^{3+}$ :

$$n_{C^{3+}}(r, z) = n_{tot}(r, z) - n_{C^0}(r, z) - n_{C^+}(r, z) - n_{C^{2+}}(r, z). \quad (\text{A18})$$

## Приложение Б. Приближенные аналитические зависимости для описания предполагаемых распределений ионизационных состояний в литиевом пеллетном облаке в токамаке TFTR

Координаты  $(r, z)$  в формулах ниже необходимо подставлять в сантиметрах. Сначала задаются распределения в поперечном направлении, затем в продольном. Для суммарной концентрации тяжелых частиц  $n_{tot} = n_{Li^0} + n_{Li^+} + n_{Li^{2+}}$  в поперечном направлении выбран параболический профиль:

$$n_{tot}^{z=0}(r) = n_0 \cdot \left( 1 - \left( \frac{r}{r_0} \right)^2 \right), \quad (\text{Б1})$$

где  $r_0 = 0,5$  см, а  $n_0 = 3,22 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup> выбрано так, чтобы через поперечное сечение канала разлёта на расстоянии  $z = r_0$  отводилось все испарившееся вещество:

$$\int_0^{r_0} n_{tot}(r, z = r_0) dr = \frac{\dot{N}}{2c_s} \quad (\text{Б2})$$

Из-за малой энергии ионизации лития, можно ожидать, что в неионизованном виде он присутствует в пределах 1 миллиметра от поверхности макрочастицы. Форму спада выбрали аналогичную форме спада в углеводородных облаках:

$$n_{Li^0}^{z=0}(r) = n_{tot}^{z=0}(r) \cdot e^{-10 \left( \frac{r}{0.3r_0} \right)^4} \quad (\text{Б3})$$

Суммарная концентрация нейтрального лития и его первого иона спадает следующим образом:

$$n_{Li^0\_Li^+}^{z=0}(r) = n_{tot}^{z=0}(r) \cdot e^{-10 \left( \frac{r}{Ar_0} \right)^4}, \quad (\text{Б4})$$

где  $A = 1,2$  соответствует предполагаемому распределению со значительным количеством  $Li^{2+}$  на периферии облака,  $A = 1,8$  соответствует распределению с малым количеством  $Li^{2+}$  на периферии облака. Концентрация первого иона находится как разность этой суммарной концентрации и концентрации нейтрального лития:

$$n_{Li^+}^{z=0}(r) = n_{Li^0\_Li^+}^{z=0}(r) - n_{Li^0}^{z=0}(r) \quad (\text{Б5})$$

Оставшийся  $Li$  полагается двукратно ионизованным:

$$n_{Li^{2+}}^{z=0}(r) = n_{tot}^{z=0}(r) - n_{Li^+}^{z=0}(r) - n_{Li^0}^{z=0}(r). \quad (\text{Б6})$$

Вдоль  $z$  распределение суммарной концентрации аппроксимируется формулой с экспоненциальным спадом:

$$n_{tot}(r, z) = n_{tot}^{z=0}(r) \cdot e^{-\frac{|z|}{\Delta z}}, \quad (\text{Б7})$$

где  $\Delta z = 12$  см. Концентрация нейтрального лития спадает также как и в поперечном направлении:

$$n_{Li^0}(r, z) = n_{Li^0}^{z=0}(r) \cdot e^{-\frac{|z|}{\Delta z}} \cdot e^{-\frac{|z|}{0.3}}. \quad (\text{Б8})$$

Суммарная концентрация нейтрального и однократно ионизованного лития спадает как

$$n_{Li^0\_Li^+}(r, z) = n_{Li^0\_Li^+}^{z=0}(r) \cdot e^{-\frac{|z|}{\Delta z}} \cdot e^{-\frac{|z|}{\Delta z1}}, \quad (\text{Б9})$$

где  $\Delta z1 = 10$  см или 20 см. Значения 10 и 20 см - наблюдавшиеся на фотографиях литиевых облаков длины спада интенсивности излучения в продольном направлении.

Концентрация первого иона определяется формулой:

$$n_{Li^+}(r, z) = n_{Li^0\_Li^+}(r, z) - n_{Li^0}(r, z). \quad (\text{Б10})$$

Оставшийся литий предполагается дважды ионизованным:

$$n_{Li^{2+}}(r, z) = n_{tot}(r, z) - n_{Li^0}(r, z) - n_{Li^+}(r, z). \quad (\text{Б11})$$