

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

На правах рукописи

Несеневич Владислав Георгиевич

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ПРИМЕНЕНИЯ  
ДИАГНОСТИКИ ПО ПОТОКАМ АТОМОВ ИЗ ПЛАЗМЫ  
В ТЕРМОЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ ИТЭР

Специальность 01.04.08 – физика плазмы

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
старший научный сотрудник,  
кандидат физ.-мат. наук

Миронов Максим Игоревич

Санкт-Петербург

2016

|  |    |
|--|----|
| ВВЕДЕНИЕ .....   | 4  |
| ГЛАВА 1. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ИЗОТОПНОГО СООТНОШЕНИЯ<br>ВОДОРОДНОЙ КОМПОНЕНТЫ В ГОРЯЧЕЙ ПЛАЗМЕ.....                        | 8  |
| 1.1. Активная диагностика по альфвеновским модам .....   | 8  |
| 1.2. Коллективное томсоновское рассеяние .....   | 15 |
| 1.3. Ион-ионная рефлектометрия .....   | 22 |
| 1.4. Оптическая спектроскопия.....   | 27 |
| 1.5. Нейтронная спектрометрия .....  | 31 |
| 1.6. Диагностика по потокам атомов.....  | 34 |
| ГЛАВА 2. АППАРАТУРА ДЛЯ АНАЛИЗА ПОТОКА АТОМОВ НА ТОКАМАКЕ<br>ИТЭР .....  | 40 |
| 2.1. Анализаторы LENPA и HENPA: конструкция приборов .....   | 41 |
| 2.2. Радиационные и ресурсные испытания детекторов анализаторов LENPA и<br>HENPA.....                                  | 44 |
| 2.2.1. Особенности выбора типа детекторов для анализаторов на ИТЭРе.....   | 44 |
| 2.2.2. Параметры детекторов .....  | 47 |
| 2.2.3. Экспериментальная установка .....   | 50 |
| 2.2.4. Измерение фоновой чувствительности детекторов .....   | 54 |
| 2.2.5. Радиационная стойкость детекторов .....   | 61 |
| 2.3. Построение детекторной системы анализаторов .....   | 63 |
| 2.4. Система контроля параметров обдирочной мишени .....   | 66 |
| 2.4.1. Механизм смены мишеней.....   | 66 |
| 2.4.2. Метод контроля параметров обдирочной мишени с использованием<br>источника щелочных ионов.....                   | 68 |
| 2.5. Испытания ускорительного модуля анализатора LENPA в условиях<br>облучения интенсивным потоком гамма-квантов ..... | 73 |
| 2.5.1. Конструкция ускорительного модуля .....   | 73 |
| 2.5.2. Экспериментальная установка .....   | 75 |
| 2.5.3. Результаты испытаний.....   | 77 |

|   |     |
|---|-----|
| ГЛАВА 3. АНАЛИЗ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРАЛИЗОВАННЫХ ИОНОВ ОТДАЧИ МЭВ ЭНЕРГИЙ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ УДЕРЖАНИЯ АЛЬФА–ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ ИТЭР ..... | 82  |
| 3.1. Численное моделирование функций распределения термоядерных $\alpha$ -частиц и быстрых ионов отдачи в плазме.....                                     | 83  |
| 3.2. Моделирование потоков нейтрализованных ионов отдачи.....   | 88  |
| 3.3. Анализ полученных результатов.....   | 94  |
| ГЛАВА 4. ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ИЗОТОПНОГО СООТНОШЕНИЯ ИОНОВ ДЕЙТЕРИЯ И ТРИТИЯ ПО ПОТОКАМ АТОМОВ В РАБОЧИХ СЦЕНАРИЯХ ТОКАМАКА ИТЭР .....                   | 98  |
| 4.1. Моделирование энергетических спектров атомов перезарядки с учетом инжекции нейтральных пучков.....   | 100 |
| 4.1.1. Система нейтральной инжекции на токамаке ИТЭР .....  | 101 |
| 4.1.2. Моделирование функции распределения быстрых ионов в плазме .....   | 102 |
| 4.1.3. Моделирование потока нейтрализованных ионов пучка вдоль линии наблюдения анализаторов.....   | 106 |
| 4.1.4. Анализ полученных результатов и основные выводы.....   | 111 |
| 4.2. Расчет изменений потоков атомов при инжекции топливных пеллет .....  | 113 |
| 4.2.1. Система пеллет-инжекции на токамаке ИТЭР.....  | 113 |
| 4.2.2. Эволюция профилей плотности и температуры плазмы при инжекции топливных пеллет .....   | 114 |
| 4.2.3. Анализ изменений потоков атомов, вызванных инжекцией топливных пеллет .....  | 117 |
| СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....  | 122 |

## ВВЕДЕНИЕ

В 2010 году во Франции было начато строительство экспериментального термоядерного токамака-реактора ИТЭР. На этой плазменной установке впервые должен быть получен положительный выход энергии в условиях длительного горения разряда: термоядерная мощность должна в 10 раз превысить мощность, затрачиваемую на нагрев плазмы, при продолжительности разряда  $\sim 500$  секунд. ИТЭР – экспериментальный реактор, основное назначение которого заключается в изучении плазмы, находящейся в состоянии, максимально приближенном к реальным условиям будущей термоядерной станции. Запуск этой установки должен стать очередным шагом на пути к получению термоядерной энергии в промышленных масштабах. Работа токамака ИТЭР будет поддерживаться диагностическим комплексом, включающим в себя около 45 различных систем [1]. Помимо выполнения защитных и контрольных функций, основной задачей диагностик является получение экспериментальной информации, необходимой для изучения физических процессов, происходящих в плазме, определения и контроля параметров плазмы, а также оптимизации режима термоядерного горения. Главной сложностью, с которой предстоит столкнуться при решении этих задач, является необходимость длительной работы диагностической аппаратуры в условиях интенсивного нейтронного и гамма-излучения, сопровождающего термоядерную реакцию. Это обстоятельство отличает ИТЭР от установок, созданных до настоящего времени, и определяет особые требования, предъявляемые к оборудованию диагностических систем. Во-первых, для обеспечения долговременной стабильной работы применяемая аппаратура должна обладать высокой радиационной стойкостью. Во-вторых, необходимо предусмотреть возможность оперативной дистанционной замены тех компонентов, которые непосредственно влияют на работу аппаратуры, в случае их выхода из строя. В-третьих, необходимо учитывать, что фоновое излучение плазмы может существенно затруднить выделение полезного сигнала. Это особенно важно в случае применения диагностических методов, основанных на

регистрации различных видов излучений, испускаемых плазмой. Следует по возможности снижать чувствительность регистрирующей аппаратуры к фоновому излучению и применять методы регистрации и обработки сигналов, позволяющие осуществить выделение полезных данных.

Комплекс диагностики по потокам атомов входит в приоритетный список диагностических систем ИТЭР [34]. Создание данного комплекса было поручено ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Важность этой диагностики определяется её главной задачей, которая заключается в получении информации об изотопном составе в центральной области плазмы, что необходимо для поддержания оптимального режима работы реактора. Анализ потока атомов, испускаемых плазмой, является хорошо разработанным диагностическим методом, широко применяемым при исследовании высокотемпературной плазмы [36]. Приборы, предназначенные для этой диагностики, – анализаторы потока атомов – на протяжении многих лет успешно создаются в ФТИ им. А.Ф. Иоффе и установлены на крупнейших плазменных установках в лабораториях всего мира. Необходимость проектирования нового диагностического комплекса для токамака-реактора ИТЭР была обусловлена особенностями работы в условиях мощной термоядерной установки при наличии высокого радиационного фона, а также рассеянного магнитного поля токамака.

В данной диссертации представлены основные экспериментальные работы, направленные на создание комплекса диагностики по потокам атомов для реактора ИТЭР. Их результаты изложены в статьях [38], [39], [46]. В диссертации описаны также численные расчеты, целью которых являлось исследование и развитие возможностей диагностического метода при его применении на ИТЭР. Результаты расчетов опубликованы в статьях [53], [66], [70].

На защиту выносятся следующие положения:

1. Разработка и испытание критических элементов системы диагностики по потокам атомов для токамака-реактора ИТЭР: детекторов атомных анализаторов, системы контроля качества обдирочных мишеней, ускорительного модуля.

2. Разработка методики определения эффективности удержания альфа-частиц в плазме ИТЭР по измерениям потоков нейтрализованных ионов отдачи мегаэлектронвольтового диапазона энергий.

3. Определение диапазона энергий, доступного для измерения изотопного соотношения топливных ионов с помощью диагностики по потокам атомов в рабочих режимах ИТЭР, с учетом инжекции нейтральных нагревных и диагностического пучков.

4. Анализ влияния инжекции топливных пеллет на потоки атомов дейтерия и трития, испускаемых плазмой ИТЭР.

Диссертация состоит из четырех глав, содержание которых кратко изложено ниже.

В первой главе приведен обзор существующих методов определения изотопного состава высокотемпературной плазмы. В обзор включены как традиционно применяемые способы, так и новые методы, активно развивающиеся в последние годы. Рассмотрены преимущества и ограничения, присущие каждому методу, а также возможности и перспективы применения соответствующих диагностик на ИТЭР.

Вторая глава начинается с описания комплекса диагностики по потокам атомов, создаваемого в ФТИ им. А.Ф. Иоффе для токамака ИТЭР, и главных составляющих комплекса – атомных анализаторов LENPA и HENPA. Основная часть второй главы посвящена экспериментальным работам, проводившимся при проектировании этих приборов: выбору типа детекторов атомных анализаторов и радиационным испытаниям детекторов, разработке метода контроля параметров обдирочных мишеней, применяемых в анализаторах, испытаниям ускорительного модуля анализатора LENPA.

В третьей главе проведен анализ возможности использования диагностики по потокам атомов для изучения удержания термоядерных альфа-частиц в плазме ИТЭР. Важность получения этой информации обуславливается тем, что именно эффективное удержание альфа-частиц должно обеспечить

самоподдерживающееся термоядерное горение. Приведены результаты численного моделирования потоков нейтрализованных ионов отдачи, возникающих при лобовых столкновениях альфа-частиц с тепловыми ионами плазмы.

Четвертая глава диссертации состоит из двух частей. Она посвящена исследованию особенностей измерения изотопного соотношения с помощью диагностики по потокам атомов в рабочих режимах токамака ИТЭР. В первой части рассмотрено влияние инъекции интенсивных нагревных и диагностического пучков атомов. Приведены расчеты функций распределения быстрых ионов, возникающих в плазме при инъекции атомов, а также соответствующих им потоков атомов, испускаемых плазмой. Определен энергетический диапазон, в котором анализаторы смогут измерять изотопное соотношение топливных ионов, с учетом влияния инжектируемых пучков. Во второй части главы представлены расчеты вариаций потоков атомов, вызванных инъекцией в плазму топливных пеллет (данный метод на настоящий момент рассматривается как основной способ снабжения термоядерным топливом центральных областей плазмы ИТЭР). Рассмотрена возможность мониторинга изотопного соотношения при инъекции пеллет, а также использования экспериментальных измерений диагностики для оценки величины дрейфа, заложенного в теоретической модели проникновения вещества пеллеты в плазму.

# ГЛАВА 1. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ИЗОТОПНОГО СООТНОШЕНИЯ ВОДОРОДНОЙ КОМПОНЕНТЫ В ГОРЯЧЕЙ ПЛАЗМЕ

## 1.1. Активная диагностика по альфвеновским модам

Изучение мод коллективных колебаний может дать информацию о макроскопических свойствах плазмы и, в частности, об изотопном соотношении ионов водорода. Для этого должен быть выполнен ряд условий. Во-первых, соответствующее дисперсионное соотношение должно зависеть от основных параметров плазмы. Во-вторых, колебания не должны быть подвержены сильному затуханию, а их частота должна находиться в диапазоне, свободном от существенного влияния фона. Кроме того, если говорить об активной диагностике, амплитуда возбуждаемых колебаний должна быть достаточно мала, чтобы избежать значительного возмущения условий переноса частиц и равновесия плазмы. Диагностический метод, позволяющий измерять изотопное соотношение путем исследования возбуждаемых в плазме альфвеновских колебаний, был впервые экспериментально апробирован на токамаке JET [2].

Альфвеновские волны – это низкочастотные поперечные электромагнитные волны, распространяющиеся в плазме вдоль направления силовых линий магнитного поля. В случае тороидальной геометрии магнитного поля выражение для частоты альфвеновских мод можно записать в следующем виде [3]:

$$f_{AE} = \frac{\omega_{AE}}{2\pi} = \frac{K(N, M, q(r))}{\sqrt{m_p A_{EFF}} \sqrt{\sum_i n_i}}, \quad (1.1)$$

где  $m_p$  – масса протона,  $\sum_i n_i$  – суммарная плотность всех ионов в плазме,

включая примеси. Функция  $K(N, M, q)$  определяет зависимость частоты  $f_{AE}$  от волновых чисел  $N$  и  $M$ , магнитной конфигурации, профиля тока и формы плазменного шнура.  $A_{EFF}$  – эффективный атомный номер ионов плазмы:  $A_{EFF} = \sum_i n_i A_i / \sum_i n_i$ , где  $A_i$  – атомный номер ионов  $i$ -ого сорта. Зависимость



частоты альфвеновских мод  $f_{AE} \sim \frac{1}{\sqrt{A_{EFF}}}$  определяет возможность использования магнитогидродинамической (МГД) спектроскопии для контроля изотопного состава плазмы.

С учетом радиальной зависимости тороидального магнитного поля, функцию  $K(N, M, q)$  можно записать в виде

$$K(N, M, q) = \frac{R_0 B_0}{2\pi(R_0 + r)^2} \left(N + \frac{M}{q(r)}\right), \quad (1.2)$$

где  $B_0$  – это тороидальное магнитное поле на оси токамака  $R_0$ . Отсюда следует, что для таких разрядов, в которых величина магнитного поля на оси и само положение магнитной оси неизменны, значения функции  $K(N, M, q)$  определяются только профилем  $q(r)$  в данном разряде и волновыми числами моды.

Тороидальные альфвеновские моды возникают в частном случае вырождения спектра собственных альфвеновских частот, когда моды, соответствующие соседним волновым полоидальным числам определяются одной и той же частотой. Эта частота  $\omega_{TAE} = V_A/2qR$  не является частью альфвеновского континуума, а потому соответствующая ей волна не подвержена сильному затуханию. При этом тороидальная мода с волновыми числами  $(N, M)$  локализована в области  $r = r_{res}$ , причем  $q(r_{res}) = (M + 1/2) / N = q_{res}$ . Это значит, что измерение частоты и номера данной моды при известном спектре альфвеновских частот (который может быть получен путем моделирования) даёт указание на область пространственной локализации данной моды  $r = r_{res}$  и позволяет рассчитать эффективный атомный номер плазмы  $A_{EFF}(r_{res})$ . Измерения значительно облегчаются для разрядов в плазме с идентичной магнитной конфигурацией. В этом случае изменение частоты определенной моды может быть вызвано только изменением массового состава плазмы. Предположив, что измерена частота конкретной моды  $f^1_{meas}(N)$  в плазме, состоящей только из одного сорта ионов с атомным номером  $A_1$ , эффективный атомный номер двухкомпонентной плазмы  $A_{12}$  можно найти, измерив для неё частоту той же моды  $f^{1,2}_{meas}(N)$  и воспользовавшись соотношением

$$A_{12} = A_1 \left( \frac{f_{meas}^1(N)}{f_{meas}^{1,2}(N)} \right)^2 \quad (1.3)$$

Следует отметить, что для тороидальных мод значение  $r_{res}$  (а также соответствующая ему величина  $q_{res}$ ) и тороидальное волновое число  $N$  данной моды ( $N, M$ ) однозначно определяют полоидальное число  $M$ , а следовательно, в этом случае функция  $K(N, M, q)$  зависит только от одного из волновых чисел –  $N$ . Она может быть получена при калибровке на плазме с известным изотопным составом. Эта концепция была подтверждена на токамаке JET при использовании МГД-спектроскопии для мод  $|N| = 1$ . Измерения изотопного состава плазмы при этом оказались в хорошем соответствии с данными диагностики по потокам атомов и атомной спектроскопии на периферии плазмы [2].

В последние годы комплекс активной диагностики по альфвеновским модам на токамаке JET активно развивался [3 – 5]. В настоящий момент система антенн позволяет возбуждать моды колебаний вплоть до номеров  $|N| \leq 30$ . Измерение отклика плазмы проводится с временным разрешением 1 мс, при этом для мод с  $|N| \leq 15$  возможна обработка измерений в режиме реального времени. На рис. 1.1 приведена общая схема диагностического комплекса [6]. Он состоит из:

- Системы, возбуждающей альфвеновские волны в плазме. Она включает в себя генератор, задающий частоту в диапазоне от 10 до 500 кГц, и усилитель мощности, соединенный с набором из восьми антенн. Антенны объединены в две группы, располагающиеся на взаимно противоположных сторонах тора на одном уровне в горизонтальной плоскости. Взаимная фазировка антенн может меняться для возбуждения мод с различными номерами  $N$ . Энергия колебаний, излучаемая в плазму, создаёт малые возмущения магнитного поля на периферии плазмы с амплитудой  $|\delta B| \sim 0.1$  Гс.
- Системы синхронного приема, состоящей из набора детекторов электромагнитных колебаний. Синхронный прием заключается в измерении отклика плазмы (частоты, амплитуды и скорости затухания колебаний –  $f_{meas}(N)$ ,  $|\delta B_{meas}(N)|$  и  $\gamma/\omega(N)$ ) только на частоте генерации, что позволяет

сузить ширину полосы пропускания системы сбора данных и проводить обработку сигналов в режиме реального времени.

- Системы управления, включенной в общую систему обратной связи, которая задает частоту генерации и регистрирует резонансы. Для расчета частоты альфвеновских мод в режиме реального времени управляющей системе передаются основные параметры плазмы: величина тороидального магнитного поля, плотность плазмы и ток по плазме. Основным выходным параметром данной системы является рассчитанная опорная частота  $F_{ref}$ , которая в виде постоянного напряжения передается на управляющий вход генератора.

Генерация колебаний может осуществляться в трех режимах: при постоянной частоте, а также при изменении частоты в сканирующем или следящем режиме. В первом из указанных режимов генератор работает на фиксированной частоте  $F_{ant} = F_{ref} \leq F_{max} = 500$  кГц. При сканировании частота колебаний постоянно линейно изменяется во времени с заданной скоростью около значения  $F_{ref}$  в диапазоне  $F_{ref} \pm \Delta F$ . В следящем режиме при обнаружении определенной моды  $N$  соответствующая ей частота генератора  $F_{ant} = f_{meas}(N)$  фиксируется, а в дальнейшем изменяется таким образом, чтобы отслеживать эволюцию частоты данной моды при изменении параметров плазмы.

Далее рассмотрим результаты измерений изотопного соотношения с помощью диагностики по альфвеновским модам на токамаке JET. В 2010 – 2011 годах была произведена замена углеродной стенки камеры токамака JET на металлическую. При этом последовательно проводилась смена рабочего газа с дейтерия на гелий-4, а затем на водород, что дало возможность осуществить эксперименты по определению эффективного атомного номера для плазмы с различным изотопным составом. Эти эксперименты подробно описаны в [3]. На рис. 1.2, взятом из данной работы, показаны результаты измерения  $A_{EFF}$  для разряда № 79216 (случай чистой He-4 плазмы). Также для сравнения приведены

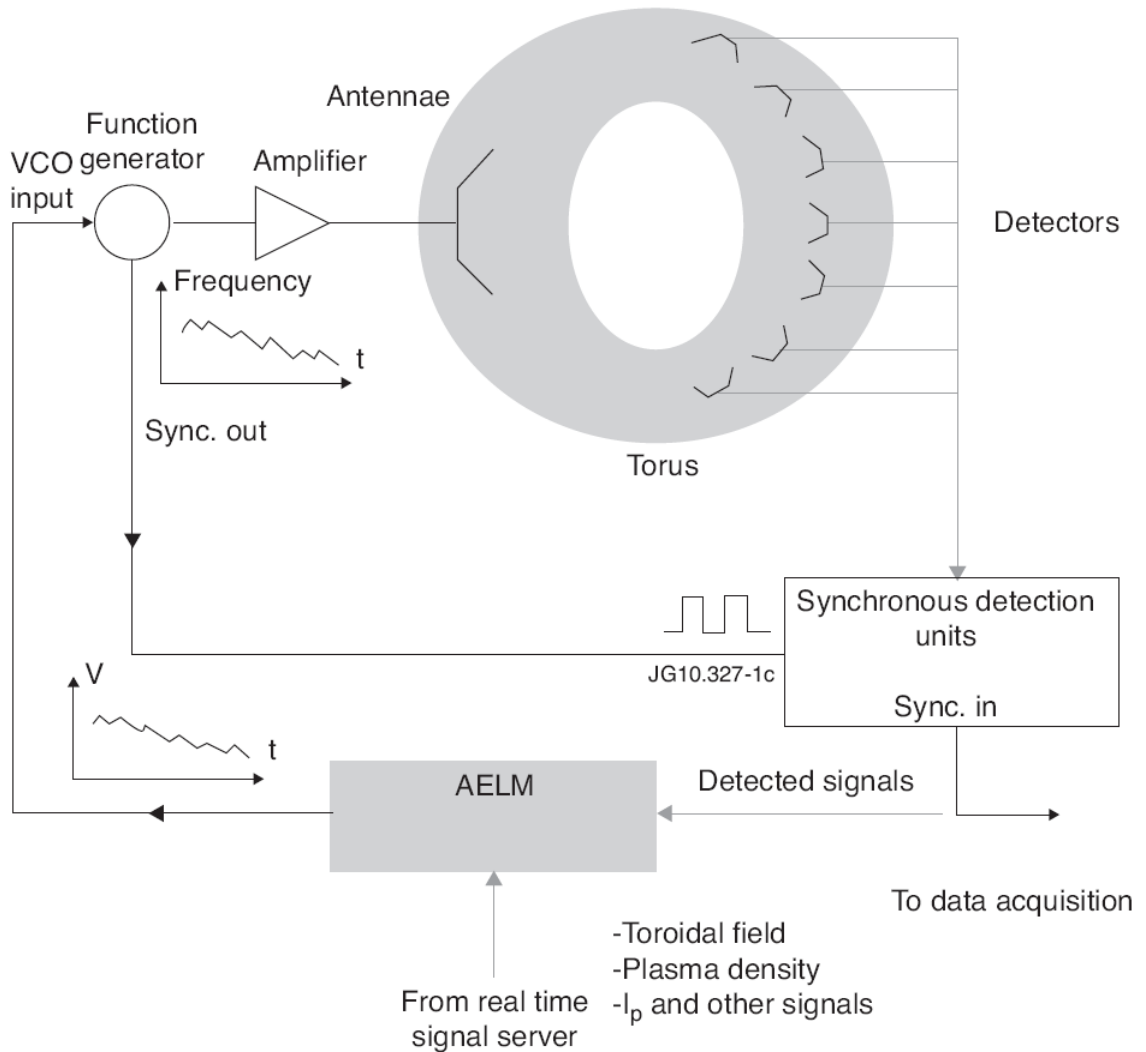


Рис. 1.1. Функциональная схема системы активной диагностики на токамаке JET [6]. Начальное значение частоты возбуждаемых альфвеновских волн рассчитывается в режиме реального времени на основе измерений величины тороидального магнитного поля, плотности плазмы и тока по плазме. Расчет проводится системой управления AELM (Active Eigenmode Local Manager). Полученное значение конвертируется в напряжение  $V(t)$ , поступающее на вход VCO (Voltage Controlled Oscillator) генератора: частота генерации  $f(t)$  определяется напряжением  $V(t)$ . Выходной сигнал генератора поступает на усилитель мощности, соединенный с группой из восьми антенн, а также на модуль, осуществляющий синхронное детектирование отклика плазмы.

результаты, полученные с помощью атомной спектроскопии. Измерения эффективного атомного номера проводились с использованием данных о модах с номерами до  $|N| \leq 12$ , что позволило получить информацию о радиальном распределении изотопного состава. Следует иметь в виду, что измерения для каждой моды  $N$  являются усреднением по соответствующим данному значению  $N$  полоидальным модам, что обуславливает пространственный разброс при локализации тороидальной моды  $r_{TAE}/a = (r_{RES} \pm \Delta r_{RES})/a$ . Из рисунка видно, что хорошее согласие между данными двух диагностик наблюдается с момента времени  $t \geq 6$  с. До этого времени заметно значительное отличие, которое постепенно уменьшается. Это связано с наличием потока газа, направленного от границы к центру плазмы. Также можно отметить, что для мод, локализованных в разных областях плазмы, расчетные значения  $A_{EFF}$  различаются, что указывает на радиальную зависимость профилей плотности ионов, входящих в состав плазмы. Особенно заметно это отличие для моды с  $|N| = 1$ , так как эти измерения являются усредненными по объёму, что обусловлено пространственной структурой (радиальной протяженностью) данной моды.

Одной из целей проведенных экспериментов было представление метода активной диагностики по альфвеновским модам как дополнительного способа определения изотопного соотношения плазмы на строящемся в настоящее время токамаке-реакторе ИТЭР. Среди основных преимуществ, предоставляемых диагностикой, – возможность измерения радиального профиля изотопного соотношения в режиме реального времени. Следует отметить, что в описанных экспериментах обработка данных осуществлялась в оффлайн-режиме, что было обусловлено ограничениями, связанными с используемым электронно-вычислительным оборудованием и программным обеспечением. Преодоление этих ограничений – одно текущих из направлений работы в настоящее время.

Ещё одним достоинством диагностической системы является малое занимаемое пространство. Это может быть важно при интеграции диагностики в общую систему ИТЭР.

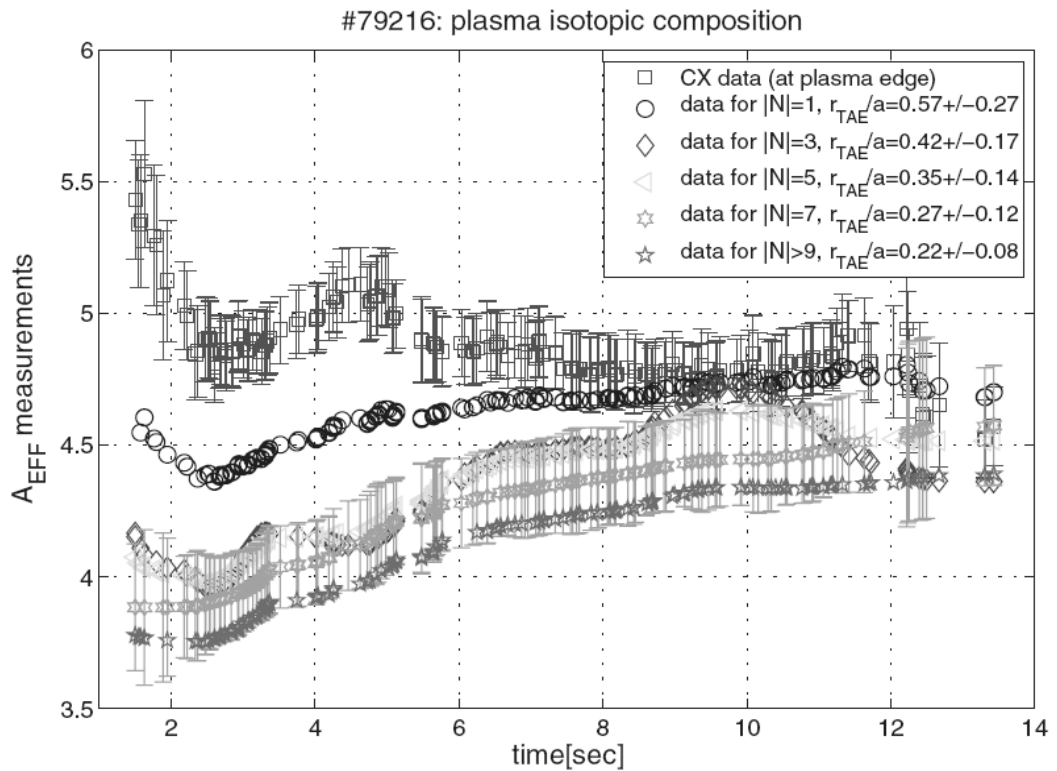


Рис. 1.2. Экспериментальные измерения временной зависимости эффективного атомного номера плазмы в разряде № 79216 (случай He-4 плазмы) на токамаке JET [3]. Показаны результаты измерений для мод с различными тороидальными номерами. Точность определения пространственного положения определяется усреднением по полоидальным компонентам. Погрешность измерений  $A_{EFF}$  показана в случае  $|N| = 7$ . Для сравнения приведены данные, полученные для периферийной области плазмы с помощью атомной спектроскопии.

К недостаткам метода следует отнести необходимость калибровки системы перед каждым изменением магнитной конфигурации плазменного разряда. Также и точность измерений величины  $A_{EFF}$  зависит от повторяемости условий МГД-равновесия от разряда к разряду. Проведение калибровочных разрядов, тем не менее, не должно вызывать большой сложности на будущих термоядерных установках, таких как ИТЭР или ДЕМО, которые должны функционировать при ограниченном наборе рабочих сценариев. Еще одним обстоятельством, осложняющим измерение изотопного соотношения, является необходимость учета влияния примесных ионов, которые могут давать значительный вклад в эффективный атомный номер  $A_{EFF}$  в том случае, когда эффективный заряд

плазмы  $Z_{eff}$  заметно отличается от номинального значения для чистой двухкомпонентной плазмы  $Z_{eff}^0 = (n_1 Z_1^2 + n_2 Z_2^2) / (n_1 Z_1 + n_2 Z_2)$  (в работе [3] указан эмпирический критерий  $Z_{eff} > 1.3 Z_{eff}^0$ ). При этом в выражение (1.3) необходимо ввести поправочный коэффициент. Для дейтерий-третиевой плазмы ИТЭР в режиме термоядерного горения  $Z_{eff} \approx 1.65$ , что указывает на необходимость учета влияния примесей при измерениях. Важность получения дополнительной информации об эффективном заряде и плотности примесей становится очевидна при рассмотрении гипотетического сравнения случаев дейтериевой и гелиевой (He-4) плазмы. При одинаковой электронной плотности частоты альфвеновских мод в обоих случаях совпадают и различить их можно только учитывая  $Z_{eff}$  и соответствующий поправочный коэффициент в формуле (1.3).

## 1.2. Коллективное томсоновское рассеяние

Наряду с активной диагностикой по альфвеновским модам, метод определения изотопного соотношения плазмы, основанный на изучении спектров коллективного томсоновского рассеяния, в настоящее время привлекает к себе большое внимание. Основной объем работ в этом направлении выполняется на токамаке TEXTOR. Так, наряду с теоретическими исследованиями [7], в последние несколько лет был проведен ряд экспериментальных работ, продемонстрировавших основные возможности метода [8 – 10]. Кроме этого, были детально рассмотрены перспективы применения диагностики на установке ИТЭР [13]. Краткий обзор данных работ приводится ниже.

Коллективное томсоновское рассеяние происходит при взаимодействии электромагнитного излучения с флуктуациями электронной плотности, вызванными тепловым движением ионов. Доплеровский сдвиг частоты рассеянной волны определяется проекцией скорости ионов на направление вектора рассеяния  $\vec{k}^\delta$ :

$$\omega^\delta = \omega^s - \omega^i = \vec{v}_i \cdot (\vec{k}^s - \vec{k}^i) = \vec{v}_i \cdot \vec{k}^\delta, \quad (1.4)$$

где  $\omega^i$ ,  $\vec{k}^i$ ,  $\omega^s$ ,  $\vec{k}^s$  – частота и волновой вектор падающей и рассеянной волн соответственно. При достаточно большом сдвиге частоты  $\omega^\delta$  спектр рассеянного излучения содержит информацию о быстрых ионах в плазме, возникающих, например, в результате пучкового нагрева или термоядерной реакции. Относительно малые значения  $\omega^\delta$ , в свою очередь, соответствуют рассеянию на флуктуациях плотности, вызванных движением тепловых ионов.

Метод определения изотопного соотношения по данным коллективного томсоновского рассеяния основан на характерной зависимости спектров излучения от свойств ионной компоненты плазмы при рассеянии в направлении, когда угол между вектором  $\vec{k}^\delta$  и вектором магнитного поля  $\vec{B}$  близок к  $90^\circ$ . Это связано с наличием в горячей плазме так называемых ионных бернштейнских волн, возникающих на частотах, близких к гармоникам циклотронных частот ионов, входящих в состав плазмы. Затухание бернштейнских волн сильно зависит от направления их распространения относительно линий магнитного поля. При распространении перпендикулярно силовым линиям они ослабляются чрезвычайно слабо, при отклонении от перпендикулярного направления поглощение возрастает. Именно это явление оказывает влияние на спектр рассеянного излучения. При  $\angle(\vec{k}^\delta, \vec{B}) \approx 90^\circ$  в спектре появляются пики, отстоящие друг от друга на интервалы, приблизительно равные циклотронным частотам ионов плазмы. Ширина и амплитуда этих пиков связана с плотностью ионов [7], а потому, анализируя спектры рассеяния, можно получать информацию о массовом составе плазмы. Данную идею иллюстрирует рис. 1.3 [9]. Следует отметить, что, вообще говоря, спектры рассеяния чувствительны к тем параметрам плазмы, которые оказывают влияние на флуктуации плотности ионов. Это расширяет возможности диагностики. Так, при малом сдвиге частоты структура спектров зависит от функции распределения тепловых ионов, что дает возможность определять ионную температуру и скорость вращения плазмы.



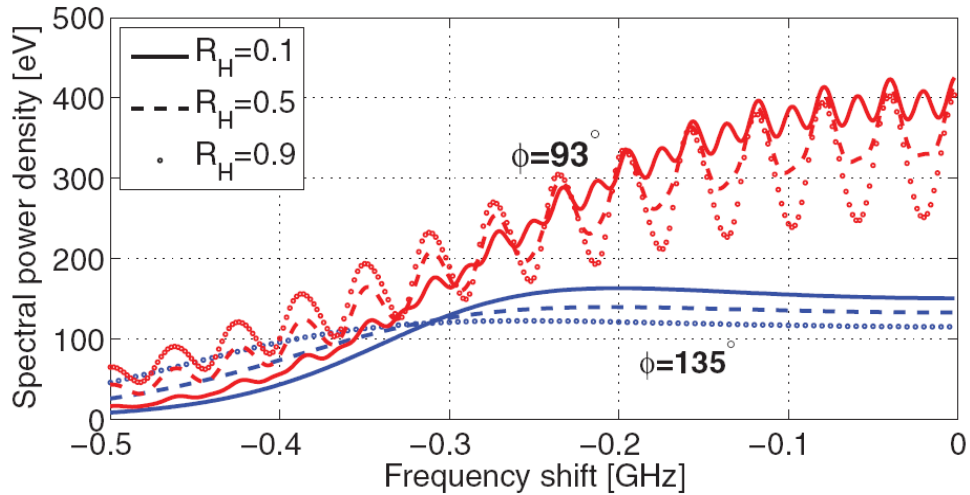


Рис. 1.3. Пример моделирования спектров томсоновского рассеяния в зависимости от изотопного соотношения  $R_H = n_H/(n_H+n_D)$  для условий водородно-дейтериевой плазмы токамака TEXTOR и наблюдения рассеянного излучения под двумя различными углами [9]. Когда  $\angle(\vec{k}^\delta, \vec{B}) \approx 90^\circ$ , спектры рассеянного излучения имеют характерную форму, которая зависит от изотопного соотношения: амплитуда и ширина пиков, а также расстояние между ними зависит от плотности и температуры ионной компоненты плазмы.

Рассмотрим результаты измерения изотопного соотношения и ионной температуры водородно-дейтериевой плазмы на токамаке TEXTOR в разрядах с омическим и пучковым нагревом [10]. Схема эксперимента приведена на рис. 1.4. Для зондирования плазмы был применен гиротрон с частотой излучения 110 ГГц, мощность излучения составляла 150 кВт. Волна излучалась в плазму в направлении, близком к радиальному. Величина тороидального магнитного поля в эксперименте составляла 2.6 Т. При этом зоны электронного циклотронного резонанса на частоте гиротрона оказывались смещены в наружную область, что позволяло избежать значительного поглощения излучения в плазме. Для защиты приемника от прямого сигнала были использованы два узкополосных фильтра, отсекавших центральную часть спектра вблизи частоты гиротрона. Изменение ориентации подвижного приемного зеркала позволяло менять положение объема, из которого собиралось рассеянное излучение.

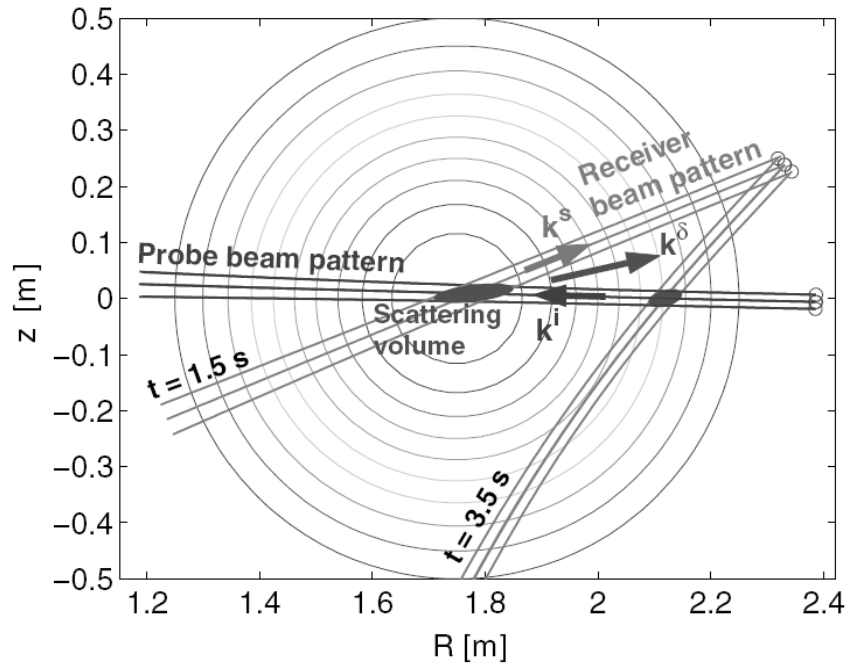


Рис. 1.4. Схема эксперимента по измерению ионной температуры плазмы и изотопного соотношения на токамаке TEXTOR [10]. На рисунке показано сечение токамака в полоидальной плоскости. Магнитные поверхности представлены окружностями. Объем, из которого собирается рассеянное излучение (scattering volume), находится на пересечении зондирующего и рассеянного пучков (на схеме обозначены как “probe beam” и “receiver beam” соотв.). Положение этого объема задается ориентацией приемного зеркала. Сканирование вдоль линии зондирующего пучка осуществляется путем изменения ориентации зеркала во временном интервале от  $t = 1.5$  с до  $t = 3.5$  с.

Для количественной интерпретации полученных спектров был использован метод [11], ранее также применявшийся при измерениях функций распределения быстрых ионов. При анализе данных учитывалось влияние примесных ионов в предположении, что они находятся в тепловом равновесии с основными ионами плазмы.

Результаты измерения изотопного соотношения и ионной температуры плазмы приведены на рис. 1.5. Рассматриваются два разряда: с нейтральной инжекцией и чисто омическим нагревом. В последнем случае основной ионной

компонентой плазмы является дейтерий, в то время как водород присутствует только в виде остаточного газа. Это подтверждается измерениями, которые свидетельствуют о меньшей концентрации водорода в разряде с омическим нагревом. Также наблюдается следствие инжекции нейтрального пучка – увеличение ионной температуры плазмы.

Рис. 1.5 отражает радиальную зависимость ионной температуры и изотопного соотношения, однако следует отметить, что эти данные получены путем изменения ориентации приемного зеркала, а потому относятся к различным временным точкам. За время, в течение которого проводится сбор данных, параметры плазмы могут меняться, что например, произошло в разряде с нейтральной инжекцией, когда электронная плотность за время измерений увеличилась на 20 %. Поэтому для корректного получения радиальной зависимости необходима организация многохордовых измерений.

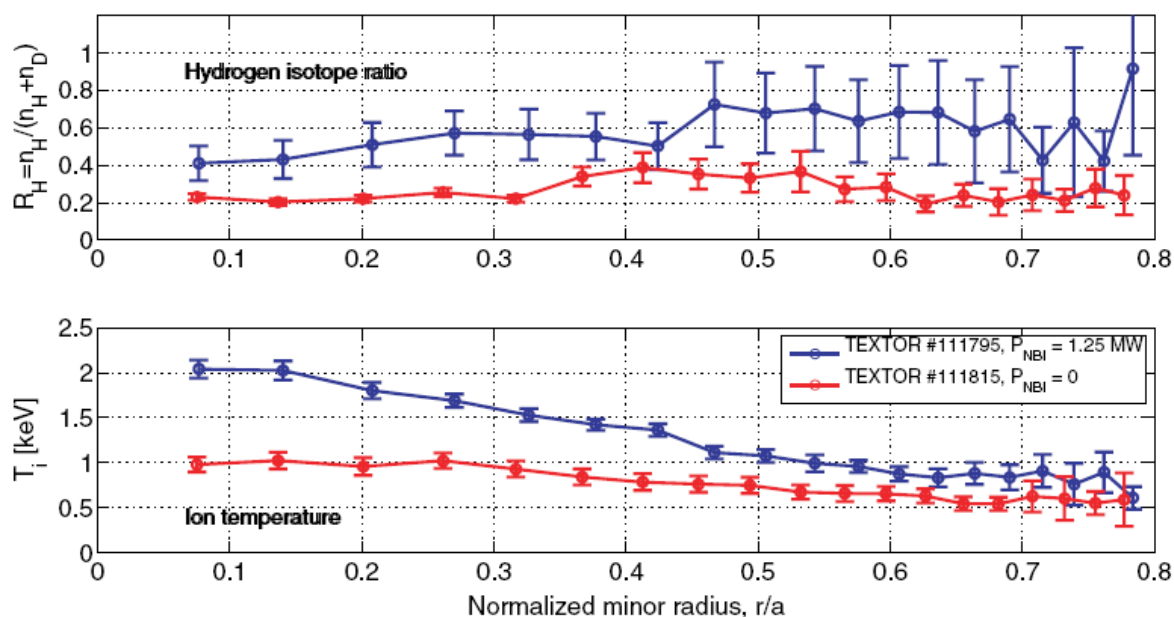


Рис. 1.5. Результаты измерения изотопного соотношения (верхний график) и ионной температуры (нижний график) плазмы на токамаке TEXTOR в разрядах 111795 (разряд с инжекцией водородного пучка) и 111815 (разряд с омическим нагревом) [10]. На рисунке представлены радиальные зависимости, однако следует учитывать, что полученные данные соответствуют различным временным моментам в интервале  $t = 1.5 \div 3.5$  с.

Подобная система – с возможностью проведения измерений вдоль различных линий наблюдения – была предложена к реализации на токамаке ИТЭР [12], [13]. Техническая возможность воплощения подобного проекта на настоящий момент еще требует детального изучения, однако коллективное томсоновское рассеяние ранее уже было включено в состав диагностических систем ИТЭР с целью изучения функций распределения быстрых ионов. Для этого запланирована установка гиротрона с мощностью зондирующего излучения 1 МВт на частоте 60 ГГц. Предварительный анализ показал, что оптические компоненты, необходимые для реализации геометрии рассеяния при измерении изотопного соотношения, могут быть интегрированы в существующую систему. Угол между векторами  $\vec{k}^\delta$  и  $\vec{B}$  в ней составляет  $\sim 100^\circ$ , т.е. близок к прямому. Вероятно, тем не менее, что для исследования изотопного состава плазмы понадобится создание отдельной диагностики. В этом случае можно предполагать, что её проект будет создан на основе уже разработанной системы.

В работе [13] проведено детальное рассмотрение особенностей определения изотопного соотношения на ИТЭР и сделаны теоретические оценки точности возможных измерений в широкой области изменения основных параметров плазмы. Исследована зависимость точности измерений от температуры и плотности плазмы. Рассмотрено влияние фонового излучения, а также зависимость от геометрии рассеяния. Отдельно анализируется влияние примесей. Этот вопрос особенно важен для данной диагностики, так как при равном отношении заряда к массе  $Z/A$  различных ионов (например, ионов дейтерия и термализованных альфа-частиц) соответствующие им пики, дающие вклады в спектр рассеяния, совпадают. На первый взгляд, это приводит к неразличимости диагностикой ионов с равным отношением  $Z/A$ . Однако это не так. Дело в том, что положение пиков в основном определяется ионной циклотронной частотой, однако их ширина и амплитуда зависят от скорости ионов и их ларморовского радиуса, что позволяет выделить индивидуальный вклад в спектр разных ионов с равным отношением  $Z/A$ .

В обсуждаемой работе показано, что для индуктивного режима работы реактора относительная неопределенность измерения изотопного соотношения в диапазоне от 0.01 до 40 составляет менее 20 % при временном разрешении 100 мс. Ожидаемое пространственное разрешение измерений составляет  $\sim a/10$ , где  $a$  – это малый радиус плазмы, что соответствует требованиям ИТЭР. Наибольшая точность измерений  $\sim 2\%$  достигается для примерно равного соотношения плотностей топливных ионов. В случае отклонения от индуктивного сценария точность определения изотопного соотношения повышается при понижении температуры и повышении плотности ионов. Таким образом, оптимальный режим работы диагностики достигается для относительно холодной и плотной плазмы, в то время как для горячей и разреженной плазмы измерения могут быть затруднены. Кроме того, излучение на частоте гиротрона 60 ГГц не проникает в плазму с электронной плотностью, большей  $\sim 14 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Это определяет верхний предел измерений по плотности плазмы на данной частоте.

Подводя итог, можно сказать о том, что диагностика коллективного томсоновского рассеяния является перспективным методом исследования свойств ионной компоненты плазмы. Возможность проведения измерений с высоким временным и пространственным разрешением является одним из основных достоинств метода. К настоящему моменту проведены только первые эксперименты по определению изотопного соотношения плазмы с помощью данной диагностики. Ведется работа по осуществлению измерения ионной температуры и изотопного состава плазмы с использованием уже установленной системы коллективного томсоновского рассеяния для измерения функций распределения быстрых ионов на токамаке ASDEX [9]. Необходимо дальнейшее развитие метода, а также его проверка и сравнение полученных результатов с данными других диагностик.

### 1.3. Ион-ионная рефлектометрия

Впервые метод ион-ионной рефлектометрии был предложен в работе [14], а затем развит в экспериментах на токамаке DIII-D. Он основан на эффекте отражения определенного типа низкочастотных электромагнитных волн (а именно, магнитозвуковых волн, также называемых компрессионными альфвеновскими или быстрыми магнитогидродинамическими волнами), распространяющихся в плазме перпендикулярно силовым линиям магнитного поля. Общим условием отражения (“отсечки”) волн является обращение в ноль коэффициента преломления  $n = ck/\omega$ . В случае квазинейтральной плазмы, состоящей из ионов двух сортов с различным отношением заряда к массе  $Z/A$ , частота отсечки быстрой волны даётся выражением [15]

$$\omega_c \approx \Omega_1 \frac{Z_1 n_1}{n_e} + \Omega_2 \frac{Z_2 n_2}{n_e}, \quad (1.5)$$

где  $\Omega_i$  – ионная циклотронная частота,  $\Omega_i = Z_i e B / m_i$ , а  $n_i$  и  $n_e$  – концентрация ионов и электронов в плазме. Для водородно-дейтериевой плазмы можно записать:

$$\omega_c \approx \Omega_H \left(1 - \frac{1}{2} \eta_H\right), \quad (1.6)$$

где  $\eta_H = n_H / n_e$  – относительная доля ионов водорода. Таким образом, частота отсечки быстрой волны определяется массовым составом плазмы. Зондируя плазму электромагнитными волнами с частотой  $\omega_c$  и измеряя фазовый сдвиг отраженной волны, можно определить изотопное соотношение для ионов, входящих в состав плазмы.

Поскольку в плазме токамака магнитное поле, определяющее значение ионной циклотронной частоты в формуле (1.5), спадает с увеличением большого радиуса, меняется и положение области отсечки волны. Дополнительный вклад в это изменение вносит радиальная зависимость плотности плазмы. Это значит, что, варьируя частоту генерации волн  $\omega_c$ , можно получить информацию о радиальном профиле изотопного соотношения.

Следует, однако, учитывать, что, кроме отражения быстрых волн, возможно их резонансное поглощение. Частота резонансного поглощения также зависит от положения в плазме и определяется соотношением:

$$\frac{\omega_{p1}^2}{\omega^2 - \Omega_1^2} + \frac{\omega_{p2}^2}{\omega^2 - \Omega_2^2} \approx 0, \quad (1.7)$$

где  $\omega_{pi}$  – ионная плазменная частота. В случае водородно-дейтериевой плазмы резонансная частота равна

$$\omega_r = \Omega_H \sqrt{\frac{1 - \eta_H / 2}{1 + \eta_H}} \quad (1.8)$$

Она лежит немного ниже частоты отсечки:  $\omega_r < \omega_c$ . Наличие резонанса приводит к тому, что возникает существенное различие при запуске быстрой волны с внешней или внутренней стороны плазменного шнура, т.е. со стороны слабого или сильного магнитного поля. На рис. 1.6 [15] показана зависимость частот резонанса и отсечки, а также ионных циклотронных частот для водородно-дейтериевой плазмы от большого радиуса. При запуске со стороны слабого магнитного поля волна, проходя через плазму, достигает области отсечки и отражается от нее обратно к внешней стенке – этот механизм был описан выше. Ситуация значительно усложняется при запуске волны со стороны сильного магнитного поля. В этом случае волна сначала доходит до области резонанса, где должно было бы происходить её поглощение. На практике, однако, области резонанса и поглощения оказываются расположены очень близко: расстояние между ними мало в сравнении с длиной распространяющейся в плазме волны. В результате образуется составной слой, в котором, помимо поглощения, может происходить частичное отражение волны, а также конверсия волновых мод. Если при этом энергия отраженной волны достаточна для её регистрации приемником, можно определить положение составного слоя в плазме.

Кроме этого, из рис. 1.6 следует, что в общем случае необходимо учитывать также наличие частот ионного циклотронного резонанса  $\Omega_i$  для каждого сорта ионов, составляющих плазму: в том случае, когда концентрация ионов одного

сорта достаточно мала, значительным становится поглощение волны на частоте циклотронного резонанса малой добавки ионов.

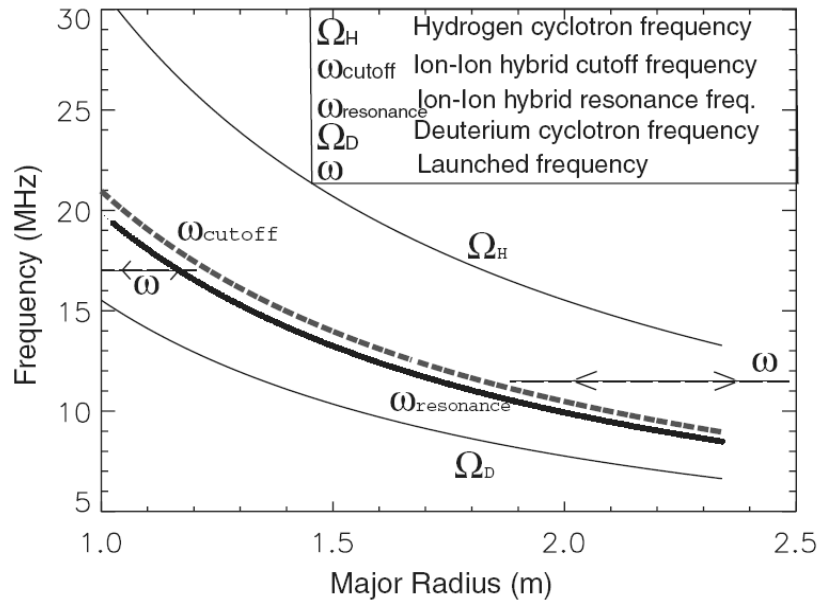


Рис. 1.6. Зависимость частот резонанса ( $\omega_{resonance}$ ) и отсечки ( $\omega_{cutoff}$ ) от большого радиуса плазмы для токамака DIII-D в случае  $\eta_H = n_H/n_e = 0.44$  [15]. Предполагается, что распределение плотности однородно, а магнитное поле описывается зависимостью  $B=B_0R_0/R$ . Также на рисунке показаны ионно-циклотронные частоты для дейтерия ( $\Omega_D$ ) и водорода ( $\Omega_H$ ). Горизонтальные линии со стрелками указывают на выбор возможных частот зондирующего излучения при запуске волны со стороны сильного или слабого магнитного поля.

Далее рассмотрим основные особенности проведения экспериментов по определению изотопного состава водородно-дейтериевой плазмы, проводившихся на токамаке DIII-D. Излучение волн на частоте 14 – 23 МГц происходило как со стороны слабого, так и со стороны сильного магнитного поля. Излучающая и приемная антенны размещались приблизительно в одинаковом положении по тороидальному углу, но были смещены в полоидальном направлении (рис. 1.7).



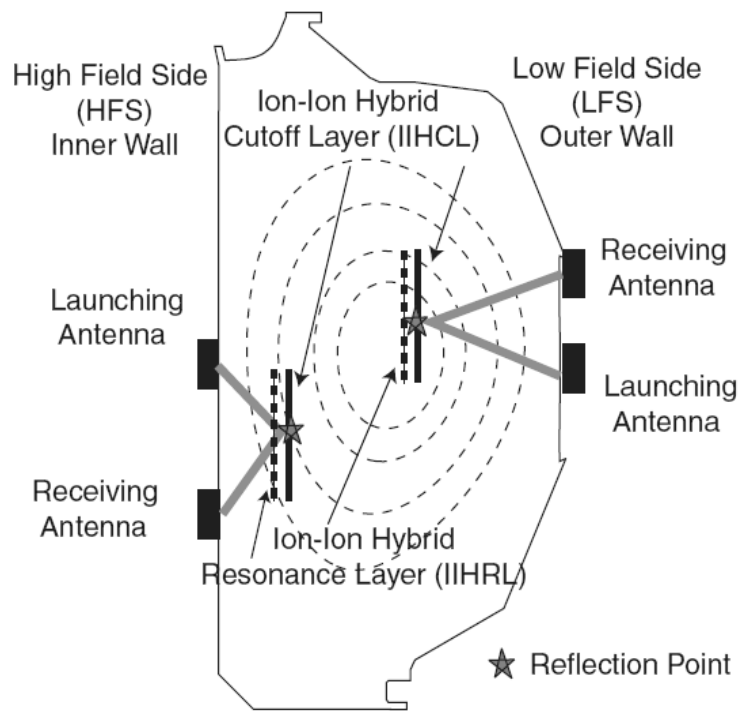


Рис. 1.7. Схема эксперимента [15]. Показано сечение токамака DIII-D в полоидальной плоскости. Волна, запускаемая со стороны слабого поля (LFS), отражается от слоя отсечки (IIHCL) прежде, чем достигнет резонансного слоя (IIHRL). Напротив, волна, распространяющаяся со стороны сильного поля (HFS), сначала проходит через резонансный слой. Звездочками на рисунке обозначены места, где происходит отражение волн. Пунктирными линиями показаны магнитные поверхности.

Определение относительной концентрации ионов водорода происходило в несколько этапов. С помощью кода EFIT по магнитным измерениям рассчитывалось МГД-равновесие плазмы. Плотность электронов определялась по данным диагностики томсоновского рассеяния и CO<sub>2</sub>-рефлектометрии. После этого выбиралось предполагаемое значение концентрации водорода  $\eta_H$  и по известным величинам частоты волны  $\omega$ , магнитного поля  $B$  и электронной концентрации  $n_e$  рассчитывался коэффициент преломления  $N$ . Рефракция при распространении волны в плазме не учитывалась: траектория распространения волны в плазме до слоя отсечки и обратно к приемной антенне аппроксимировалась прямыми линиями (рис. 1.7). Анализ показал, что учет

рефракции в данном случае не существен, т.к. приводит к изменению расчетной концентрации  $\Delta\eta_H < 1 \%$ . Далее по известному коэффициенту преломления рассчитывался ожидаемый сдвиг фазы волны в приближении геометрической оптики (так называемое WKB-приближение [16]):  $\theta = \frac{\omega}{c} \int n dl$ . После этого путем итераций подбиралось значение  $\eta_H$  таким образом, чтобы расчетное значение  $\theta$  совпало с измеренным сдвигом фазы  $\phi$ .

Одно из осложнений, возникающих при подобном эксперименте, связано с тем, что, поскольку измеряется только фаза волны, для численного расчета концентрации ионов необходима калибровка фазового сдвига и соответствующего ему значения  $\eta_H$ . В некоторых случаях она может быть получена исходя из временной эволюции сигнала на основе следующих соображений. Для определенных значений частоты волны и концентрации  $\eta_H$  слой осечки находится за пределами границы плазмы, при этом когерентный сигнал отраженной волны отсутствует. При изменении  $\eta_H$  во времени слой отсечки входит в плазму, что соответствует началу приема отраженного сигнала. Считая, что положение слоя при этом соответствует краю плазмы, можно получить калибровочное значение фазы отраженной волны. В описываемом эксперименте такой подход применялся при запуске волны со стороны слабого магнитного поля. В общем случае для калибровки системы необходимо использовать результаты измерения  $\eta_H$ , получаемые другими диагностиками.

Одним из основных достоинств метода ион-ионной рефлектометрии является относительная простота его технической реализации, а также потенциальная возможность осуществления пространственного измерения изотопного соотношения. Принципиальным недостатком – невозможность выделения вкладов в фазовый сдвиг волны разных сортов ионов с одинаковым отношением  $Z/A$ . Это не позволит в полной мере применить метод для термоядерной дейтерий-тритиевой плазмы. Тем не менее, ион-ионная рефлектометрия включена в список диагностических систем ИТЭР, задачей которых является определение изотопного соотношения [17]. В работе [18] был

предложен проект реализации данной диагностики на токамаке JET, а также рассмотрены некоторые перспективы ее применения на реакторе ИТЭР. Была показана принципиальная возможность работы системы в условиях интенсивного фонового излучения, создаваемого нагревным излучением на его частоте и – в широком диапазоне частот – ионным циклотронным излучением плазмы.

#### 1.4. Оптическая спектроскопия

Измерение интенсивности спектральных линий серии Бальмера, излучаемых возбужденными атомами изотопов водорода, является одним из широко применяемых методов диагностики в пристеночной области на краю плазмы (см., например, работу [19] и библиографию к ней). Возбуждение нейтральных атомов вызывается электронным ударом:  $A^0 + e^- \rightarrow A^* + e^-$ . Линии серии Бальмера (переходы из состояний с квантовыми номерами с  $n = 3 - 8$  в состояние  $n = 2$ ) излучаются в оптическом диапазоне длин волн  $\lambda = 330 - 660$  нм. Отдельно выделяют линии, соответствующие переходам между состояниями  $n = 3$  и  $n = 2$ , обозначаемые как  $H_\alpha$ ,  $D_\alpha$  и  $T_\alpha$ . Соотношение между плотностями атомов на краю плазмы получают, измеряя интенсивность соответствующих им линий свечения. При этом необходимо применение математической обработки спектров, т.к. эффекты Доплера и Зеемана приводят к уширению и дополнительному расщеплению линий, что значительно затрудняет их разделение.

На рис. 1.8 показана схема измерительной системы, применявшейся в экспериментах с H,D,T-плазмой на токамаке TFTR [19]. Излучение плазмы собиралось на входной линзе и по волоконно-оптическому кабелю передавалось к интерферометру Фабри-Перо, который использовался для анализа спектра. Перед интерферометром устанавливался дополнительный фильтр, настроенный на длину волны  $\lambda = 656.1$  нм, с полосой пропускания 1 нм. В качестве детектора использовался фотоэлектронный умножитель. Эффект Зеемана приводил к расщеплению спектральных линий на компоненты, поляризованные в

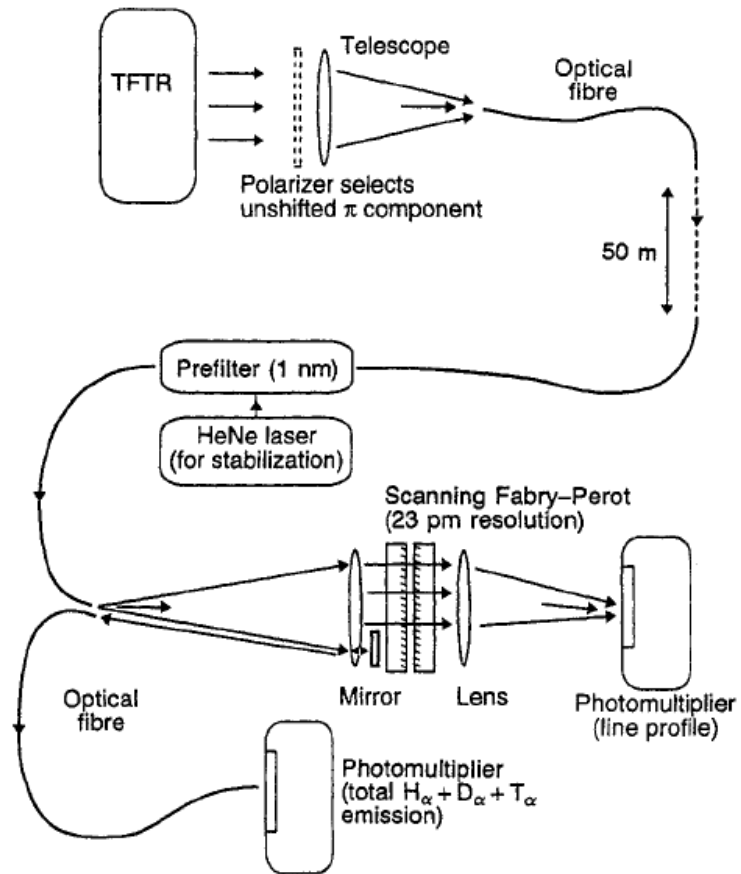


Рис. 1.8. Схема экспериментальной установки, применявшейся при спектральных измерениях на токамаке TFTR [19]. Перед входной линзой устанавливался поляризационный фильтр таким образом, чтобы пропустить только несмещенную  $\pi$ -компоненту  $\alpha$ -линии. После прохождения по оптоволоконной линии длиной 50 м, свет попадал на оптический фильтр с шириной полосы пропускания 1 нм. Разделение спектральных линий осуществлялось с помощью интерферометра Фабри-Перо в сканирующем режиме (время одного прохода – 100 мс), после чего излучение регистрировалось с помощью фотоэлектронного умножителя. Чтобы исключить влияние на измерения флуктуаций излучения, возможных во время сканирования, часть светового потока перед входом в интерферометр отражалась зеркалом и поступала на второй фотоэлектронный умножитель для регистрации суммарной интенсивности излучения  $H_{\alpha}$ ,  $D_{\alpha}$  и  $T_{\alpha}$ - линий. Для поддержания оптимальной настройки интерферометра во время разрядов токамака использовалось излучение гелий-неонового лазера, проходившее на интерферометр по той же оптической системе, что и излучение плазмы.

направлении магнитного поля ( $\pi$ -компонента) и перпендикулярно к нему (две  $\sigma$ -компоненты). При этом длина волны  $\sigma$ -компонент смещалась относительно исходной. По этому смещению оценивалась величина магнитного поля в той области, из которой собиралось излучение (область вблизи лимитера диаметром 20 см, находящаяся в средней плоскости токамака). В ходе эксперимента перед входной линзой был установлен дополнительный фильтр, ориентированный таким образом, чтобы пропустить только несмещенную  $\pi$ -компоненту.

На рис. 1.9 (в верхней части) приведены экспериментальные спектры, полученные в двух разрядах: один из них соответствует дейтериевой плазме (с небольшой примесью водорода), во втором разряде производилась инжекция

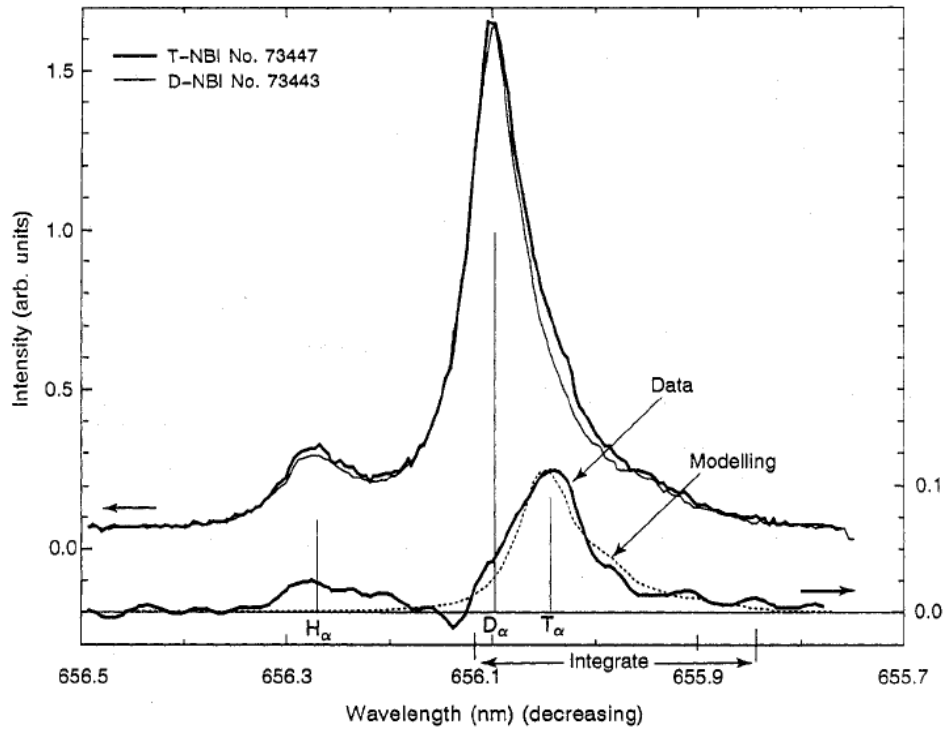


Рис. 1.9. В верхней части рисунка показаны профили линий излучения, полученные на токамаке TFTR в разряде с дейтериевой плазмой (тонкая линия) и в разряде с инжекцией атомов трития (жирная линия) [19]. В коротковолновой части спектра можно заметить небольшой сдвиг. В нижней части графика показана разность двух спектров, увеличенная в 4 раза (ось ординат справа), а также приведен результат соответствующего моделирования.

тритиевых нейтральных пучков. Из рисунка видно, что водородная и дейтериевая линии разделяются хорошо, в то время как линии дейтерия ( $\lambda = 656.103$  нм) и трития ( $\lambda = 656.044$  нм) оказываются наложенными друг на друга. Вклад трития проявляется только в виде небольшого сдвига в коротковолновой части профиля дейтериевой линии. При этом содержание трития в плазме было оценено как  $T/(H + D + T) = 5$  %. Моделирование показало, что линия  $T_\alpha$  начинает выделяться в общем спектре в отдельный пик только при  $T/(H + D + T) > 20$  %. Наиболее отчетливо её можно наблюдать, рассматривая разность двух спектров (нижняя часть рисунка 1.9).

В результате описанных экспериментов была установлена принципиальная возможность определения относительного содержания атомов трития в граничной области плазмы вплоть до минимальных значений порядка нескольких процентов. Такой результат был получен благодаря высокому соотношению сигнал-шум и хорошей воспроизводимости профиля линии  $D_\alpha$ .

Подобные эксперименты были проведены и в ходе дейтерий-тритиевой кампании на токамаке JET [20]. Поскольку доплеровское уширение спектральных линий приводило к значительным ограничениям возможности определения изотопного соотношения, было предложено оригинальное решение проблемы – использовать для возбуждения атомов разряд Пеннинга [21]. Дело в том, что основной причиной доплеровского уширения линий излучения является относительно высокая температура электронов в граничной области плазмы ( $\sim 20 - 100$  эВ). Температура электронов в разряде Пеннинга составляет  $\sim 5$  эВ, что позволяет существенно уменьшить ширину спектральных линий.

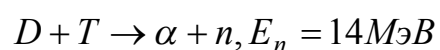
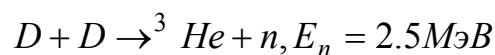
Для зажигания разряда использовался вакуумный датчик Пеннинга. Обычно эти датчики применяются для измерений давления в диапазоне  $10^{-6} - 10^{-3}$  мбар, при этом ток в разряде является линейной функцией давления. Было установлено, что интенсивность свечения разряда также линейно зависит от давления в диапазоне от  $10^{-5}$  до  $(2 - 3) \cdot 10^{-3}$  мбар. Эксперименты показали, что ширина спектральных линий высвечивания атомов, возбуждаемых в холодной плазме разряда, мала и при измерении практически полностью определяется

разрешением используемого спектрометрического прибора. Вакуумный датчик устанавливался в конце патрубка длиной 2.5 м, соединенного с диверторным портом в месте установки крионасосов. Атомы дейтерия, трития, а также других примесей поступали в патрубок из дивертора. Интенсивность свечения линий при этом была пропорциональна соответствующим парциальным давлениям, что позволяло определить изотопный состав газа.

Недавно подобный проект был предложен для реализации на токамаке ИТЭР [22], где  $H_\alpha$ - спектроскопия должна стать одним из основных диагностических методов определения изотопного соотношения на периферии плазмы. Помимо уширения спектральных линий, для ИТЭР появляется ещё одно обстоятельство, которое может сделать прямые измерения практически неосуществимыми, – это диффузное отражение света на металлической поверхности первой стенки реактора. Оно приведет к наложению спектров, возникающих в областях плазмы с различными параметрами. В этом случае проведение измерений в патрубке, оптически изолированном от основного плазменного объема, может стать единственным вариантом для данной диагностики. В работе [22] показано, что изотопный состав газа в коротком патрубке, сообщающемся с основным вакуумным объемом, соответствует составу на периферии плазменного шнура, что позволяет выполнить технические требования, предъявляемые к диагностике.

### 1.5. Нейтронная спектрометрия

В работе [23] был предложен метод определения соотношения концентраций топливных ионов в дейтерий-тритиевой плазме путем измерения спектров нейтронов, излучаемых термоядерной плазмой, и сравнения величин выхода нейтронов  $R_{DD}$  и  $R_{DT}$  в соответствующих DD и DT-реакциях. Нейтроны, возникающие в результате указанных реакций, имеют различные энергии:



Поскольку нейтронный выход определяется скоростью реакции, а также произведением концентраций топливных ионов, изотопное соотношение можно найти по формуле

$$\frac{n_T}{n_D} = \frac{R_{DT} \langle \sigma_{rel} \rangle_{DD}}{2R_{DD} \langle \sigma_{rel} \rangle_{DT}}, \quad (1.9)$$

где производится усреднение скоростей реакций по максвелловскому распределению топливных ионов. Спектр термоядерных нейтронов имеет вид распределения Гаусса, по ширине которого можно определить температуру ионов  $T_i$ . Следует отметить, что измерение ионной температуры, от которой зависят скорости термоядерных реакций, во многом определяет точность расчета изотопного соотношения. Так, при температуре  $T_i = 20$  кэВ погрешность  $\delta T_i / T_i = 10\%$  приводит к  $5\%$  погрешности определения изотопного соотношения [24].

Диагностический комплекс, состоящий из двух нейтронных спектрометров различного типа, а также нейтронного томографа и камер деления успешно использовался на токамаке JET; нейтронная спектрометрия также должна стать одной из основных диагностических систем на ИТЭР [25]. Следует, однако, учитывать, что при проведении измерений в термоядерной плазме высокой плотности могут возникнуть следующие сложности. Во-первых, на спектры термоядерных нейтронов будет наложена надтепловая компонента, возникающая главным образом в результате реакций между ионами плазмы и частицами нагревных пучков. Таким образом, при измерениях станет необходим учет и отделение этой составляющей. Во-вторых, рассеяние нейтронов на стенках токамака, а также на других конструктивных элементах установки, приведёт к появлению фона во всем диапазоне регистрируемых энергий. При этом в случае, когда отношение  $R_{DT}/R_{DD}$  велико, пик DD-нейтронов может оказаться полностью закрыт фоном рассеянных DT-нейтронов. Моделирование [26], проведенное для различных сценариев, показывает, что наиболее сложно будет организовать измерения в диапазоне  $n_T/n_D \sim 1$ , представляющем основной интерес при контроле изотопного соотношения.



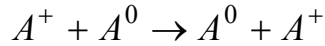
В работе [27] предлагается преодолеть данную проблему, используя информацию, получаемую из анализа надтепловой части нейтронного спектра, генерируемой при инжекции нагревного пучка. В этом случае к нейтронам термоядерного происхождения добавляется вклад от взаимодействия частиц плазмы и пучка (в случае плазмы высокой плотности взаимодействием частиц пучка друг с другом можно пренебречь). По соотношению этих вкладов можно определить изотопное отношение топливных ионов. Недостатком данного метода является необходимость точного моделирования замедления частиц нагревного пучка в плазме, что становится проблематичным при наличии в плазме МГД-активности. Кроме того, по сравнению с традиционным методом определения изотопного соотношения путем измерения спектров тепловых DD и DT-нейтронов, требуется привлечение дополнительных данных об электронной температуре и плотности, а также о полном выходе нейтронов с учетом взаимодействия пучка и плазмы. Погрешность в определении этих параметров станет источником дополнительной ошибки при определении изотопного соотношения. Следует также учесть, что применение радиочастотного нагрева приведет к искажению надтепловой части нейтронного спектра, что осложнит анализ. Тем не менее, предполагается, что в предстоящих экспериментах на токамаке JET описанный метод позволит определять относительное содержание трития в диапазоне от нескольких процентов до  $\sim 100\%$ , включая область  $n_T/n_D \sim 1$  [27]. Сделанные в этой же работе оценки показывают, что для проведения аналогичных измерений в условиях ИТЭР потребуется использование нейтронного спектрометра с разрешением не хуже 3 – 4 %. При требуемом временном разрешении измерений 100 мс он должен обеспечивать скорость счета не ниже 100 кГц. Необходимо также иметь в виду, что в случае ИТЭР при плотности плазмы  $\sim 10^{20} \text{ м}^{-3}$  вклад тепловой компоненты в нейтронный спектр будет примерно на порядок превышать вклад от взаимодействия с пучком, что повышает требования к динамическому диапазону спектрометра, необходимому для разделения двух составляющих спектра, который в этом случае должен составлять  $\sim 10^3$ .

## 1.6. Диагностика по потокам атомов

Диагностика плазмы по потокам атомов является одним из основных диагностических методов, используемых в экспериментах на больших плазменных установках. Данный метод был впервые применен в начале 1960-ых годов в ФТИ им. А.Ф. Иоффе в экспериментах на установке “Альфа” [28]. Основными задачами диагностики тогда стало измерение ионной температуры плазмы при омическом нагреве, а также выяснение роли потока атомов в энергобалансе плазмы. В экспериментах было подтверждено, что ионы могут нейтрализоваться при перезарядке на атомах, поступающих в плазму со стенок установки. При этом энергетическое распределение нейтральных частиц, покидающих плазму, прямо связано с распределением исходных ионов. На термоядерных установках следующих поколений с повышением плотности плазмы стал необходим учет уменьшения её прозрачности для атомов тепловых энергий. Использование систем дополнительного нагрева обусловило появление в плазме быстрых частиц немаксвелловского происхождения. Параллельно с этим происходило развитие численных моделей расчета потоков атомов и совершенствование приборов, применяемых для экспериментального анализа. В настоящее время анализаторы потока атомов, рассчитанные на различные диапазоны энергий, применяются для измерения ионной температуры плазмы, её изотопного состава, эффективности дополнительного нагрева, а также влияния МГД-явлений на распределения ионов и энергобаланс плазмы. Ниже кратко рассмотрим физические основы диагностики по потокам атомов, а также особенности определения изотопного соотношения при использовании данного метода.

Являясь электрически нейтральными, атомы могут свободно покинуть плазменный объем. Основными процессами, приводящими к появлению атомов даже в сильноионизованной горячей плазме, являются резонансная перезарядка, перезарядка на водородоподобных ионах примесей, а также электронная

рекомбинация. Под резонансной перезарядкой понимается процесс обмена электроном между атомом и ионом одного сорта:



Первичный поток холодных атомов поступает в плазму в результате десорбции со стенок установки, а также при нейтрализации ионов на стенках. Помимо основных компонентов плазмы, в этом потоке присутствует и доля атомов примесей. На современных установках ими являются, главным образом, углерод и (или) бериллий, приводящие к появлению в плазме водородоподобных ионов  $C^{5+}$  и  $Be^{3+}$ . В результате эстафетной перезарядки поток атомов проникает вглубь плазмы. Энергия ионов при нейтрализации практически не изменяется, а потому число атомов сорта  $i$  с энергией  $E$ , возникающих в единичном объёме плазмы в единицу времени, выражается как

$$\phi_i(E) = n_i f_i(E) \sum_k n_k \langle \sigma(v_{rel}) v_{rel} \rangle, \quad (1.10)$$

где  $n_i$  и  $f_i$  – плотность и функция распределения рассматриваемого типа ионов,  $n_k \langle \sigma(v_{rel}) v_{rel} \rangle$  – число актов взаимодействия в единицу времени между частицами типа  $i$  и  $k$ , приводящих к нейтрализации ионов  $i$ . Суммирование производится по всем типам частиц  $k$ , на которых возможна нейтрализация. Сечение электронной фоторекомбинации мало, однако в плотной плазме этот процесс существен, а при высоких энергиях ( $E > 1$  МэВ) он становится основным механизмом нейтрализации ионов плазмы. Необходимо отметить, что мишень нейтрализации может также вводиться в плазму искусственно – при инъекции пеллет или зондировании плазмы пучками атомов. В этом случае диагностика называется активной. Ниже будет рассматриваться только метод пассивной диагностики, основанный на регистрации ионов, которые нейтрализованы на изначально присутствующих в плазме атомах.

В предположении изотропного распределения, поток атомов, выходящих из плазмы вдоль линии наблюдения диагностической системы  $L$ , определяется формулой

$$\Gamma_i(E) = \frac{1}{4\pi} \int_L \phi_i(l) \mu(E, l) dl, \quad (1.11)$$

где  $\mu(E, l)$  – это оптическая толщина плазмы для атомов с энергией  $E$ , выходящих из точки с координатой  $l$ , учитывающая ослабление потока на пути из плазмы в результате возможной ионизации.

Из соотношений (1.10) и (1.11) следует, что измерение потоков атомов, выходящих из плазмы, даёт непосредственную информацию о функции распределения ионов. Измеряемый поток является интегральной величиной, однако важно отметить, что вероятность выхода атомов из плазмы зависит от расстояния от края плазменного шнура и возрастает с увеличением энергии атомов. Это определяет возможность проведения пространственных измерений путем разделения вкладов центральных и периферийных областей плазмы в полный поток атомов. В общем случае восстановление функции распределения ионов в плазме по измеренным потокам атомов возможно путем сравнения экспериментальных спектров с результатами, полученными при численном моделировании, в котором используются данные о пространственных распределениях электронной и ионной температуры и плотности плазмы, а также плотности распределения нейтральных частиц.

Приборы, предназначенные для измерения энергетических распределений атомов, – атомные анализаторы – позволяют производить раздельную регистрацию частиц разного сорта (т.е. частиц с различным отношением заряда к массе), что дает возможность измерения изотопного соотношения ионов плазмы. Подробно устройство этих приборов будет рассмотрено во второй главе. Атомные анализаторы неизменно входят в состав больших плазменных установок (JET, JT-60, TFTR, COMPASS и др.) В качестве примера рассмотрим комплекс диагностики по потокам атомов на токамаке JET. Он состоит из двух приборов, рассчитанных на различные энергетические диапазоны регистрируемых частиц. Анализатор GEMMA [29] предназначен для измерения функций распределения быстрых ионов с энергиями до 4 МэВ – продуктов термоядерного синтеза, а также ионов, возникающих в результате дополнительного нагрева плазмы.

Второй анализатор ISEP был спроектирован специально для измерения изотопного соотношения ионов в плазме [30]. Его энергетический диапазон составляет от 5 до 740 кэВ для атомов водорода, 5 – 350 кэВ для атомов дейтерия и 5 – 250 кэВ для трития. Выбор максимальной энергии регистрируемых атомов в 5 – 10 раз превышающей ионную температуру был обусловлен необходимостью проведения измерений, относящихся к центральным областям плазмы. Благодаря использованию специально спроектированных детекторов, анализатор ISEP стал прибором, способным работать в условиях высокого нейтронного и гамма-фона в дейтерий-тритиевых разрядах.

На рис.1.10 показаны результаты измерений потоков атомов водорода и дейтерия с помощью анализатора ISEP в разряде с инжекцией нагревного пучка атомов дейтерия. Кривыми на данном рисунке показаны соответствующие результаты численного моделирования. Оно проводилось в предположении, что распределения ионов в плазме являются максвелловскими. При этом температура ионов водорода считалась равной температуре ионов дейтерия, а профили ионной температуры – идентичными профилю температуры электронов, измеряемой в эксперименте. Видно, что при энергии  $E > 30$  кэВ результаты измерения потока атомов дейтерия расходятся с данными моделирования. Это объясняется влиянием замедляющихся частиц пучка, распределение которых имеет немаксвелловскую форму. Моделирование показало, что измеренные потоки атомов относятся к области плазмы  $0.5 \leq r/a \leq 1$ . При этом изотопное соотношение  $n_H/n_D$  при  $r/a \geq 0.7$  составило  $\sim 0.1$ .

Широкое применение и высокая степень экспериментальной разработки метода позволила ему войти в состав основных диагностических систем токамака ИТЭР в качестве инструмента для определения изотопного соотношения в центре и на периферии плазмы, а также измерения функций распределения быстрых частиц. Подробно диагностический комплекс анализаторов потоков атомов для реактора ИТЭР будет рассмотрен во второй главе.

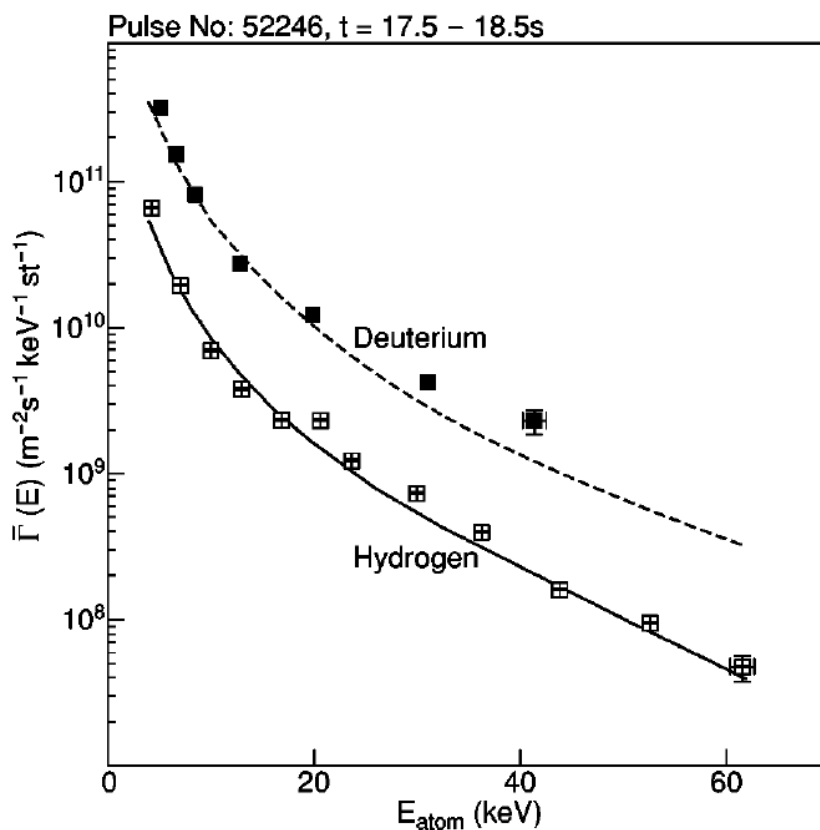


Рис. 1.10. Измеренные на токамаке JET потоки атомов водорода и дейтерия в разряде № 52246 с инъекцией дейтериевого пучка [30]. Сплошной и пунктирной линиями показаны результаты моделирования.

В обзоре были представлены основные методы измерения изотопного соотношения ионов в горячей плазме. Среди них есть методы как традиционно применяемые на плазменных установках, так и новые способы, возможности которых активно исследуются в настоящее время. К последним относятся активная диагностика по альфвеновским модам и диагностика коллективного томсоновского рассеяния. Развитие этих методов обусловлено необходимостью создания диагностики, которая сможет обеспечить измерение изотопного соотношения в центральной области плазмы реактора ИТЭР с высоким пространственным разрешением и точностью.

Существующие диагностические методы в условиях интенсивного нейтронного и гамма-фона термоядерного реактора сталкиваются с серьёзными

трудностями. Так, проведение измерений методами нейтронной спектроскопии сильно осложняется при наличии высокого фона рассеянных термоядерных нейтронов. Предложение использовать для анализа часть спектра, возникающую при инжекции нагревных пучков, требует экспериментальной апробации. Однако даже в случае успешной реализации данной методики на токамаке JET, отдельной задачей станет создание нейтронного спектрометра с теми характеристиками, которые требуются для проведения подобных измерений на реакторе ИТЭР.

Оптическая спектроскопия водородных линий может обеспечить измерение изотопного соотношения только на периферии плазмы. Но даже эти измерения будут сильно затруднены отражением света от металлической стенки реактора, что приведет к перемешиванию сигналов из разных областей плазмы.

Определение изотопного соотношения по потокам атомов в сравнении с другими диагностиками является наиболее глубоко разработанным методом с широким опытом применения на плазменных установках. Уникальная особенность диагностики заключается в том, что она дает возможность проводить анализ энергетических спектров частиц, непосредственно составляющих термоядерное топливо. Электромагнитный анализ позволяет разделить частицы с различным отношением  $Z/A$ . В токамаке ИТЭР значительная доля ионной плотности ( $\sim 10\%$ ) будет приходиться на ионы  $\text{He}^{2+}$  – продукты реакции синтеза. Однако примесь гелия не должна влиять на дейтериевый сигнал, поскольку вероятность нейтрализации ионов  $\text{He}^{2+}$  в плазме мала по сравнению с той же величиной для ионов  $\text{D}^+$ . Это обстоятельство выгодно отличает анализ по потокам атомов от других диагностик. К недостаткам метода можно отнести малое пространственное разрешение измерений. Поэтому в случае успешной экспериментальной апробации диагностики по альфвеновским модам и метода коллективного томсоновского рассеяния их можно будет рассматривать как эффективные способы расширения возможностей измерения изотопного соотношения.

## ГЛАВА 2. АППАРАТУРА ДЛЯ АНАЛИЗА ПОТОКА АТОМОВ НА ТОКАМАКЕ ИТЭР

Перед диагностикой по потокам атомов на термоядерном реакторе ИТЭР поставлены следующие основные задачи. Во-первых, это определение изотопного соотношения топливных ионов в центральной и внешней областях плазмы с целью обеспечения наиболее эффективного термоядерного горения. Во-вторых – измерение функций распределения быстрых частиц, возникающих в результате дополнительного нагрева и вследствие протекания термоядерных реакций. Области этих измерений охватывают существенно различные энергетические диапазоны. Поэтому было принято решение о создании двух анализаторов, один из которых должен работать в области тепловых, а второй – надтепловых энергий. Прототипами проектируемых приборов стали созданные в ФТИ им. А.Ф.Иоффе анализаторы GEMMA и ISEP, которые успешно используются на токамаке JET (Евратом, [30], [31]) и на токамаках JT-60 (Япония, [32]) и TFTR (США, [33]). Анализаторы, создаваемые в ФТИ им. А. Ф. Иоффе для проекта ИТЭР, получили название LENPA и HENPA [34].

Анализатор LENPA – Low Energy Neutral Particle Analyzer – предназначен для регистрации потоков атомов с энергиями в тепловом диапазоне ИТЭР – от 10 до 200 кэВ. Моделирование показало, что в зависимости от рабочего режима токамака с помощью анализатора LENPA можно будет проводить измерения изотопного соотношения ионов дейтерия и трития как на периферии, так и в центре плазмы [35].

Анализатор HENPA – High Energy Neutral Particle Analyzer – должен обеспечить проведение измерений в области надтепловых энергий от 0.13 до 1.5 МэВ для атомов трития и от 0.16 до 2.2 МэВ для атомов дейтерия. Объектом измерений этого прибора будут быстрые ионы дейтерия и трития (так называемые ионы отдачи), которые должны возникать в дейтерий-тритиевой плазме при столкновениях тепловых ионов с термоядерными  $\alpha$ -частицами. Изучение энергетических распределений ионов отдачи может дать информацию об



эффективности удержания  $\alpha$ -частиц в плазме, а измерение интенсивности потока быстрых атомов дейтерия и трития позволит измерять изотопное соотношение топливных ионов в центральной области плазменного шнура. Следует заметить, что при проектировании анализатора HENPA была предусмотрена возможность регистрации потока нейтрализованных альфа-частиц в диапазоне энергий 0.1 – 4.0 МэВ, однако оценки показывают, что интенсивность этого потока будет мала в силу низкой вероятности нейтрализации ионов  $\text{He}^{2+}$  в плазме [34].

## 2.1. Анализаторы LENPA и HENPA: конструкция приборов

Принцип работы атомных анализаторов LENPA и HENPA основан на ионизации атомов, испускаемых плазмой, при прохождении их через тонкие углеродные пленки и последующем пространственном разделении ионов по энергии и массе в магнитном и электрическом полях. Приборы строятся по схеме  $E \parallel B$ , в которой электрическое поле направлено параллельно магнитному [36]. Конструкция обоих анализаторов практически идентична, а различие энергетических диапазонов обеспечивается выбором величины напряженности электрического и магнитного полей. Схематичное изображение приборов приведено на рис. 2.1 [37]. На входе в анализатор устанавливается обдирочная мишень, с помощью которой осуществляется ионизация нейтральных частиц. В качестве мишени используется тонкая углеродная пленка толщиной  $\sim 100 \text{ \AA}$ . Для повышения надежности в анализаторах используется специальный механизм с заранее установленным набором пленок, с помощью которого возможна оперативная дистанционная замена рабочей пленки в случае её повреждения. После прохождения обдирочной мишени частично ионизованный пучок попадает в область действия магнитного поля, где осуществляется разделение заряженных частиц по импульсу. Форма полюсников электромагнита выбрана таким образом, чтобы обеспечить фокусировку ионов в двух направлениях, что позволяет увеличить эффективность регистрации. Фокусировка в горизонтальном

направлении осуществляется благодаря выбору угла скоса полюсников при выходе частиц.

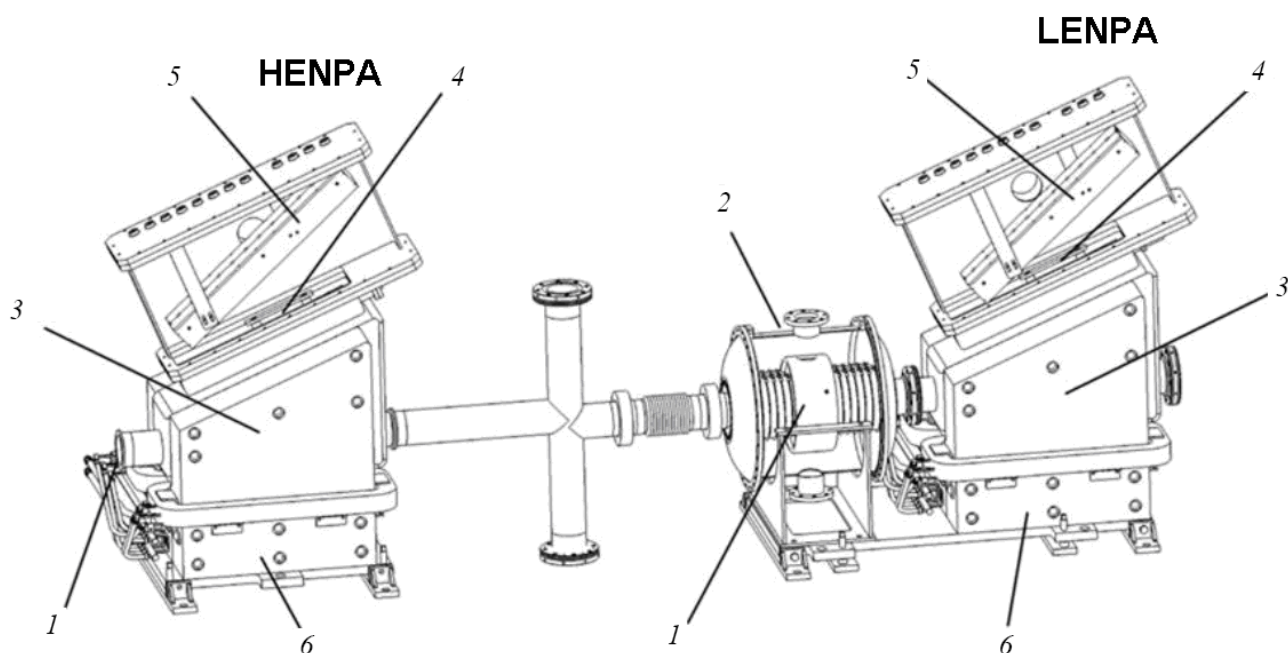


Рис. 2.1. Анализаторы HENPA и LENPA [37]: 1 – места размещения механизмов смены плёнок; 2 – ускоритель анализатора LENPA; 3 – электромагниты; 4 – электростатические конденсаторы; 5 – детекторные системы; 6 – системы поддержки и юстировки анализаторов

Вертикальная фокусировка происходит при движении частиц в области, разделяющей относительно слабое и сильное магнитное поле (рис. 2.2). Выходя из межполюсного пространства, ионы попадают в область действия постоянного электрического поля между пластинами дефлектора. В электрическом поле частицы разделяются по энергии. В результате исходный пучок, развернутый в широкий веер при движении частиц в магнитном поле, разделяется в вертикальной плоскости на составляющие, каждая из которых содержит частицы с равным отношением заряда к массе  $Z/A$ . Форма пластин дефлектора выбрана таким образом, чтобы обеспечить равное смещение ионов одного сорта, имеющих различные импульсы. Для регистрации частиц используется система детекторов, обеспечивающая независимую регистрацию трех типов ионов с различным отношением  $Z/A$ . В случае анализатора HENPA это ионы дейтерия  $D^+$  с энергиями от 160 до 2150 кэВ, трития  $T^+$  (110 ÷ 1430 кэВ), а также одно- и

двухзарядные ионы гелия  $\text{He}^+$  (90 – 1080 кэВ) и  $\text{He}^{2+}$  (340 ÷ 4330 кэВ), которые образуются при прохождении через обдирочную пленку атомов гелия. Для анализатора LENPA это ионы дейтерия и трития, а также протоны; диапазон энергий одинаков для всех типов частиц и составляет от 10 до 200 кэВ. Для повышения соотношения сигнал-шум перед входом в анализатор LENPA устанавливается ускоритель, подающий напряжение до +100 кВ на обдирочную пленку. В результате осуществляется дополнительное ускорение ионов, образовавшихся после обдирки. Для этого механизм смены обдирочных плёнок устанавливается непосредственно в корпусе центрального электрода ускорителя (см. рис. 2.27).

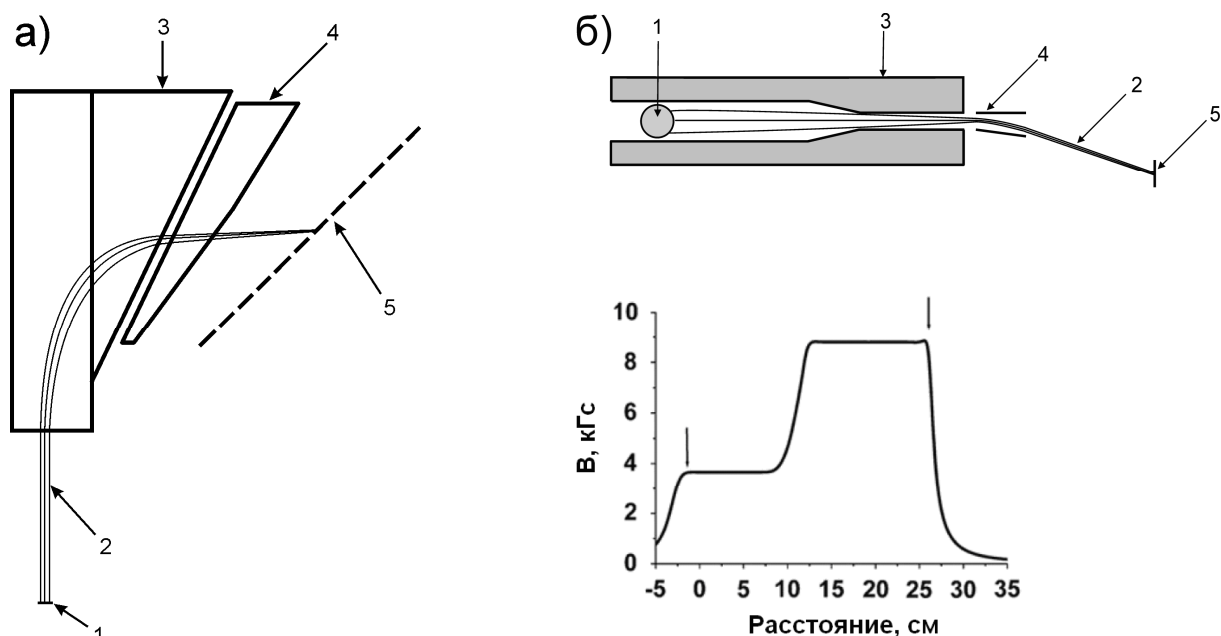


Рис. 2.2. Принцип фокусировки ионов. а – горизонтальная фокусировка обеспечивается выбором угла склоа полюсников электромагнита при выходе частиц. 1 – обдирочная мишень, 2 – траектории ионов, 3 – полюсники электромагнита, 4 – электростатический конденсатор (дефлектор), 5 – система детекторов. б – вертикальная фокусировка происходит при движении ионов в области неоднородного магнитного поля. Обозначения соответствуют рисунку а). Форма магнитного поля в межполюсном пространстве показана в нижней части рисунка. Стрелками на графике условно обозначены границы полюсников.

На реакторе ИТЭР анализаторы будут соединены с плазменным объемом прямым вакуумным каналом длиной  $\sim 11$  м, общим для обоих приборов. Проект схемы размещения приведен на рис. 2.3. Анализаторы располагаются друг за другом таким образом, что линии видимости плазмы для них не перекрываются и приборы могут работать одновременно. Для уменьшения влияния рассеянного магнитного поля токамака анализаторы, а также ускоритель помещаются в магнитные экраны, которые на рисунке не показаны.

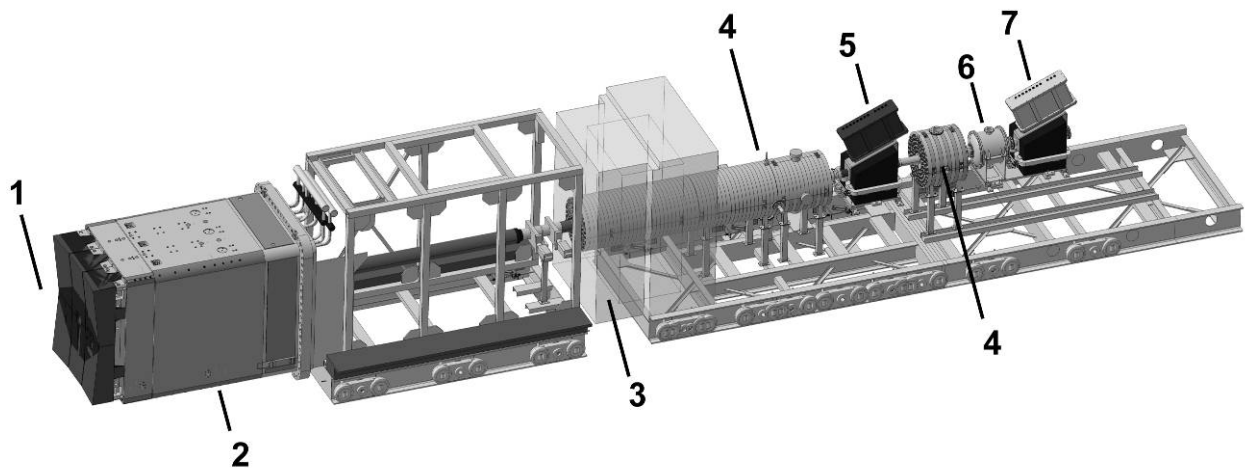


Рис. 2.3. Система анализаторов HENPA и LENPA на ИТЭР: 1 – экваториальный порт № 11 реактора, 2 – порт-плаг (заглушка порта), 3 – биологическая защита, 4 – нейтронная защита, 5 – анализатор HENPA, 6 – ускоритель, 7 – анализатор LENPA.

## 2.2. Радиационные и ресурсные испытания детекторов анализаторов LENPA и HENPA

### 2.2.1. Особенности выбора типа детекторов для анализаторов на ИТЭР

При протекании интенсивной термоядерной реакции неизбежно формирование фона нейтронного и гамма-излучения. Для разделения полезного и фоновых сигналов необходимо применение спектрометрических детекторов. Детекторы должны иметь высокую эффективность регистрации ионов и малую эффективность регистрации фоновых излучений, а также обладать высокой

радиационной стойкостью для обеспечения продолжительной работы на токамаке-реакторе.

Методика изготовления сцинтилляционных детекторов с низкой чувствительностью к нейтронному и гамма-излучению была отработана при создании анализатора ISEP [30]. Детекторы, установленные в анализаторе, успешно использовались во время дейтерий-третиевого эксперимента на токамаке JET. Основной их особенностью являлось применение тонких сцинтилляционных кристаллов. Необходимость применения таких кристаллов обусловлена тем, что фоновые характеристики детектора определяются соотношением между энерговыделением в кристалле под действием фонового излучения – нейтронов и гамма-квантов, и энерговыделением при регистрации ионов. Повысить соотношение сигнал-фон можно, соответствующим образом выбирая толщину кристалла: в оптимальном случае она должна быть равна пробегу регистрируемых ионов. В этом случае энерговыделение при регистрации полезного сигнала максимально и равно энергии ионов. Дальнейшее увеличение толщины кристалла нецелесообразно, т.к. приводит к возрастанию только фоновой составляющей. Длина пробега ионов и соответствующая толщина сцинтиллятора зависят от энергии частиц и атомного состава кристалла. В диапазоне энергий ионов от сотен кэВ до нескольких МэВ для большинства неорганических кристаллов эта величина составляет от единиц до нескольких десятков микрон.

Выбор типа сцинтиллятора для детекторов атомных анализаторов является отдельной задачей. Требование низкой чувствительности детекторов к нейтронному излучению исключает возможность использования органических кристаллов. Не рассматриваются также гигроскопичные материалы, работа с которыми затруднительна. Помимо этого, важными характеристиками кристаллов, определяющими возможный выбор, являются световыход и время высвечивания. Оптимальным является случай высокого световыхода при малом времени высвечивания, что позволяет максимально сократить время сбора заряда

при усилении и формировании сигнала и, как следствие, уменьшить вклад фоновой составляющей.

В детекторах анализатора ISEP использовались сцинтилляционные кристаллы CsI(Tl). Данный сцинтиллятор обладает высоким световыходом и малой гигроскопичностью, однако основной его недостаток – относительно большое время высвечивания, которое при взаимодействии с ионами составляет ~ 600 нс. Поэтому при проектировании атомных анализаторов для ИТЭР встал вопрос о поиске и исследовании новых типов сцинтилляционных кристаллов.

Кроме того, само применение сцинтилляционных детекторов в атомных анализаторах создает ряд сложностей технологического характера. Дело в том, что сцинтилляционный детектор должен представлять собой единую сборку из кристалла, фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) и высоковольтного делителя. Применение этих детекторов в анализаторах для ИТЭР требует создания отдельной технологии производства: необходимо изготовить тонкие кристаллы, создать оптический и механический контакт между подложкой, на которую нанесен кристалл, и входным окном ФЭУ, изготовить и установить на ФЭУ плату высоковольтного делителя. Все компоненты, применяемые при производстве, должны быть испытаны и удовлетворять строгим вакуумным условиям ИТЭР, предъявляемым к диагностической системе в целом. Помимо этого, фотоэлектронный умножитель является прибором, чрезвычайно чувствительным к воздействию внешнего магнитного поля, а потому следует учитывать необходимость магнитного экранирования детекторов.

По этим причинам оказалось актуальным изучение возможности реализации альтернативного варианта системы регистрации на основе полупроводниковых детекторов. Во-первых, эти детекторы представляют собой законченный модуль, и их применение не требует проведения каких-либо дополнительных технологических операций, помимо механического крепления. Во-вторых, в настоящее время промышленно изготавливаются полупроводниковые детекторы с малой шириной обедненной зоны, предназначенные для регистрации ионов с энергией ~ (1 – 10) МэВ. Ширина обедненной зоны для этих детекторов

составляет порядка нескольких десятков микрон, что близко к пробегу ионов, регистрируемых атомными анализаторами. Наконец, полупроводниковые детекторы обладают высокой устойчивостью к воздействию внешнего магнитного поля, а потому не требуют магнитного экранирования. Однако существенным недостатком детекторов данного типа является низкая радиационная стойкость, ограничивающая ресурс их использования в условиях термоядерного реактора. Для того же, чтобы сравнить чувствительность к фоновому излучению полупроводниковых и сцинтилляционных детекторов, необходимо проведение отдельных измерений.

Таким образом, была поставлена задача исследования и сравнения радиационных характеристик полупроводниковых и сцинтилляционных детекторов. По результатам этих измерений необходимо было предложить конкретный вариант реализации системы регистрации для атомных анализаторов LENPA и HENPA на основе того или иного типа детекторов. Описание эксперимента и результаты исследований изложены в работах [38] – [39] и представлены ниже.

### 2.2.2. Параметры детекторов

Набор кристаллов CsI(Tl) толщиной от 1 до 20 мкм был изготовлен методом термического вакуумного напыления. Кристаллы были напылены на подложки из кварцевого стекла. Данный набор использовался для измерений зависимости чувствительности детектора к фоновым излучениям от толщины кристаллов.

Для исследования и сравнения с кристаллами CsI(Tl) были выбраны сцинтилляторы, обладающие относительно высоким световыходом при малом времени высвечивания: ортоалюминат иттрия  $Y_3Al_5O_{12}(Ce)$  (YAG(Ce)) и оксид цинка ZnO(Ga). Основные характеристики кристаллов приведены в таблице 1.

Экспериментальные образцы кристаллов ZnO(Ga) были получены в ГОИ им. С.И. Вавилова методом горячего прессования порошка оксида цинка с последующей полировкой до необходимой толщины [40]. Кристалл YAG(Ce)

был изготовлен на заказ компанией Marketech Intl, Inc. (<http://www.mkt-intl.com>). Эти кристаллы также были нанесены на подложки из кварцевого стекла размерами 12×12 мм. Следует отметить, что для обоих образцов кристаллов YAG(Ce) и ZnO(Ga) помимо быстрой компоненты сцинтилляционной вспышки была замечена вторая, медленная компонента с  $\tau \sim (400 \div 500)$  нс, причем в случае кристалла ZnO(Ga) на неё приходилась значительная часть световыхода ( $\sim 60\%$ ).

Таблица 1. Основные свойства исследуемых сцинтилляторов

| Сцинтиллятор | Плотность, г/см <sup>3</sup> | Время высвечивания $\tau$ , нс | Световыход, фотонов/МэВ |
|--------------|------------------------------|--------------------------------|-------------------------|
| CsI(Tl)      | 4.51                         | 600                            | $54 \cdot 10^3$         |
| ZnO(Ga)      | 5.6                          | 0.7                            | $15 \cdot 10^3$         |
| YAG(Ce)      | 4.55                         | 70                             | $8 \cdot 10^3$          |

Толщина экспериментальных образцов YAG(Ce) и ZnO(Ga) была выбрана равной 10 мкм, что соответствует пробегу альфа-частиц с энергией  $\sim 4$  МэВ. Пробег альфа-частиц данной энергии в кристалле CsI(Tl) составляет около 18.5 мкм, исходя из чего для сравнения фоновых характеристик был выбран образец CsI(Tl) толщиной 20 мкм.

Сцинтилляционный детектор собирался на основе многоанодного ФЭУ Н8500D производства фирмы HAMAMATSU (Япония). ФЭУ данного типа представляет собой матрицу из 64 (8×8) анодов площадью  $\sim 6 \times 6$  мм<sup>2</sup> каждый; общая площадь чувствительной области составляет 49×49 мм<sup>2</sup> (рис. 2.4). Компактность достигается благодаря использованию диодной структуры, выполненной на основе близко расположенных друг к другу тонких металлических фольг. Такая структура обеспечивает малое взаимное влияние каналов и повышенную устойчивость ФЭУ к воздействию внешних магнитных полей, что, однако, не исключает необходимость магнитного экранирования при установке в атомных анализаторах.



В ходе эксперимента подложки с различными сцинтилляционными кристаллами устанавливались на входном окне ФЭУ с помощью вязкой пасты КПД, которая обеспечивала хороший оптический контакт и позволяла проводить многократную установку и снятие подложек без их приклеивания к окну ФЭУ.

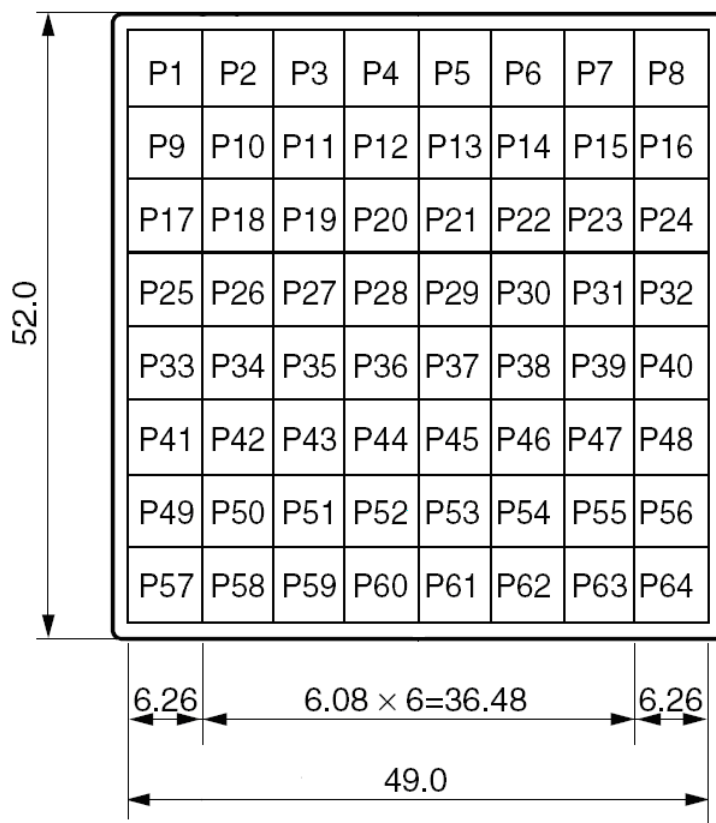


Рис. 2.4. Фронтальный вид ФЭУ НАМАМАТСУ H8500D. Размеры даны в миллиметрах. (P1 – P64) – матрица анодов.

В качестве альтернативы сцинтилляционным детекторам были выбраны кремниевые полупроводниковые детекторы производства фирмы ORTEC: BF-018-100-60 и BU-012-050-100. Их основные параметры приведены в таблице 2. Оба детектора предназначены для регистрации тяжелых заряженных частиц, поэтому для них характерна малая ширина чувствительной области – обеднённой зоны. Тем не менее, она значительно превосходит пробег в кремнии ионов изотопов водорода с энергиями ~ нескольких МэВ. Ширину обеднённой зоны  $d_0$  можно уменьшить, понижая напряжения смещения  $U_{см}$ , подаваемое на детектор, поскольку  $d_0 \sim \sqrt{U_{см}}$ . Однако чрезмерное понижение напряжения смещения

нежелательно, т. к. это приводит к ухудшению сбора заряда, а также возрастанию емкости и шумов детектора.

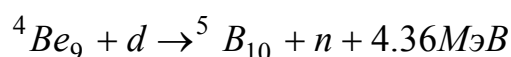
Таблица 2. Основные параметры кремниевых детекторов ORTEC

| Модель         | Тип                    | Площадь чувствительной области, мм <sup>2</sup> | Разрешение*, не хуже, кэВ | Ширина обедненной зоны, не менее, мкм | Напряжение смещения, В |
|----------------|------------------------|---|---------------------------|---------------------------------------|------------------------|
| BF-018-100-60  | Поверхностно-барьерный | 100   | 18                        | 60                                    | 75                     |
| BU-012-050-100 | Ионно-имплантированный | 50  | 12                        | 100                                   | 20                     |

\* Разрешение (ПШПМ) приведено для линии  $Am^{241} E_{\alpha} = 5.486$  МэВ.

### 2.2.3. Экспериментальная установка

Исследования фоновой чувствительности и радиационной стойкости детекторов были выполнены на циклотроне МГЦ-20 НТК «Ядерная физика» при СПбПУ. Для получения нейтронного потока, соответствующего фоновым условиям в месте установки анализаторов на токамаке ИТЭР, использовалась (d, n)-реакция на толстой бериллиевой мишени:



Энергия пучка дейтронов составляла 9 МэВ, что позволяло генерировать нейтронный поток со сплошным спектром и максимальной энергией близкой к 14 МэВ, примерно соответствующий условиям работы атомных анализаторов на установке ИТЭР. Дифференциальные энергетические спектры нейтронного и гамма-излучения, генерируемого в результате реакции, представлены на рис. 2.5. Спектр гамма-квантов измерен с помощью сцинтилляционного детектора, нейтронный спектр получен путем экстраполяции данных, представленных в работе [41]. На рис. 2.6 для сравнения приведены результаты расчетов потоков нейтронного и гамма-излучения в месте расположения детекторов на токамаке ИТЭР [42].

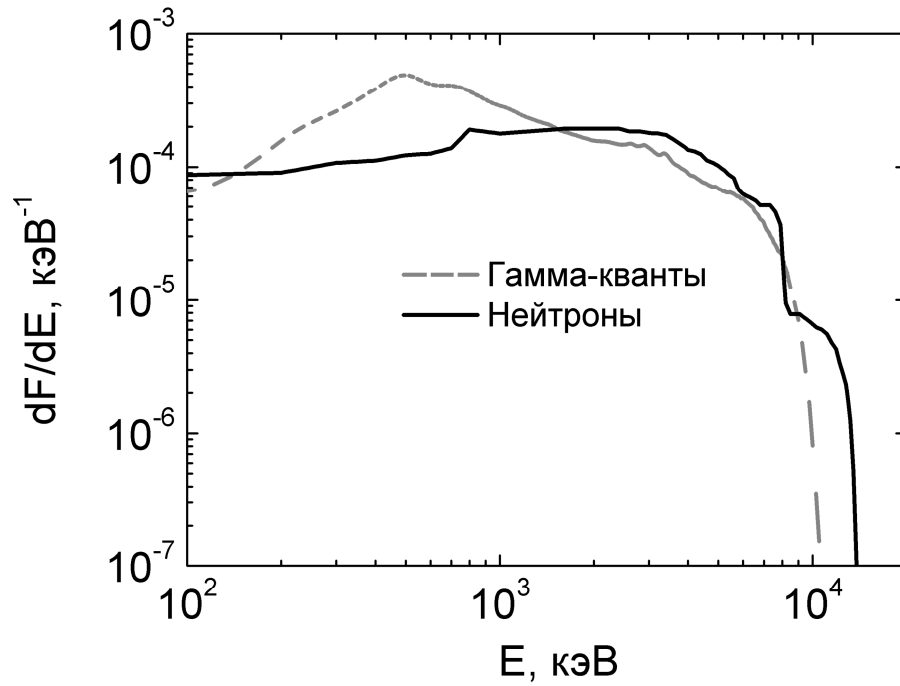


Рис. 2.5. Дифференциальные энергетические спектры нейтронного и гамма-излучения, генерируемого в результате реакции  ${}^4\text{Be}_9 + d \rightarrow {}^5\text{B}_{10} + n + 4.36\text{МэВ}$  при энергии дейтронов  $E_d = 9\text{ МэВ}$ . Спектр нейтронов приведен для направления вдоль оси пучка. Оба спектра нормированы на единицу:  $\int_0^{E_{\max}} \frac{dF}{dE} dE = 1$ .

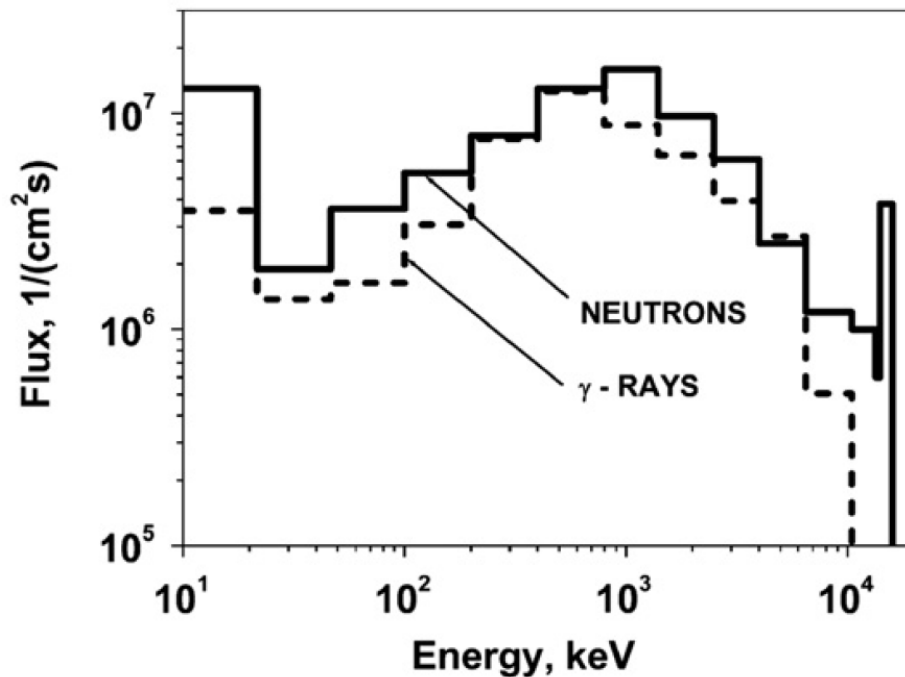


Рис. 2.6. Расчетные потоки нейтронов и гамма-квантов в месте установки детекторов анализатора HENPA [42].

Механизм формирования поля фонового излучения в основном сводится к следующему. Взаимодействие первичного потока нейтронов и гамма-квантов с окружающими детектор металлическими стенками камеры, а также с материалами самого детектора приводит к образованию потока вторичного излучения. Так,  $(n, n')$  и  $(n, \gamma)$ -реакции являются источниками вторичного нейтронного и гамма-излучения. Гамма-кванты, выбивая с поверхностей электроны, приводят к образованию электронного потока с энергиями в широком интервале вплоть до 10 МэВ. Тяжёлые заряженные частицы (протоны, альфа-частицы) с энергиями от одного до нескольких МэВ рождаются в результате  $(n, p)$  и  $(n, \alpha)$ -реакций. Каждая из этих составляющих излучения дает свой специфический вклад в фоновый сигнал детекторов.

В ходе эксперимента детекторы последовательно помещались в светонепроницаемую стальную камеру с толщиной стенок 5 мм, которая устанавливалась на оси пучка на расстоянии 30 см от мишени. На расстоянии 0.5 м от камеры с детектором был расположен зарядочувствительный усилитель, радиационная стойкость которого также определялась в ходе эксперимента. Для контроля состояния и энергетической калибровки детектора в ходе измерений в камере размещался радиоактивный альфа-источник. Схема эксперимента показана на рис. 2.7.

Необходимая интенсивность нейтронного потока достигалась изменением тока пучка дейтронов. Интегральный поток нейтронов оценивался на основе экспериментальной аппроксимации [43]:

$$Y/Q = A(E_d[\text{МэВ}])^B,$$

где  $Y/Q$  [1/стер·Кл] – выход нейтронов в расчете на единичный полный заряд дейтронов, попавших на мишень,  $E_d$  – энергия дейтронов,  $A$  и  $B$  – константы:  $A = 1.01 \times 10^{13}$  [1/стер·Кл],  $B = 2.95$ . Кроме того, была проведена аттестация источника представителем ВНИИМ им. Д.И. Менделеева. Измерения потока нейтронов, сделанные при малом токе дейтронного пучка, позволили осуществить линейную экстраполяцию этих данных в область больших токов дейтронов.

Полученные результаты также использовались при оценке интенсивности нейтронного потока. Таким образом, было установлено, что изменение тока пучка дейтронов в диапазоне  $1 \div 16$  мкА приводит к изменению потока нейтронов в месте установки детектора от  $7 \times 10^6$  до  $1.1 \times 10^8$  нейтронов/(см<sup>2</sup> с), что соответствует расчетным значениям для условий ИТЭР.

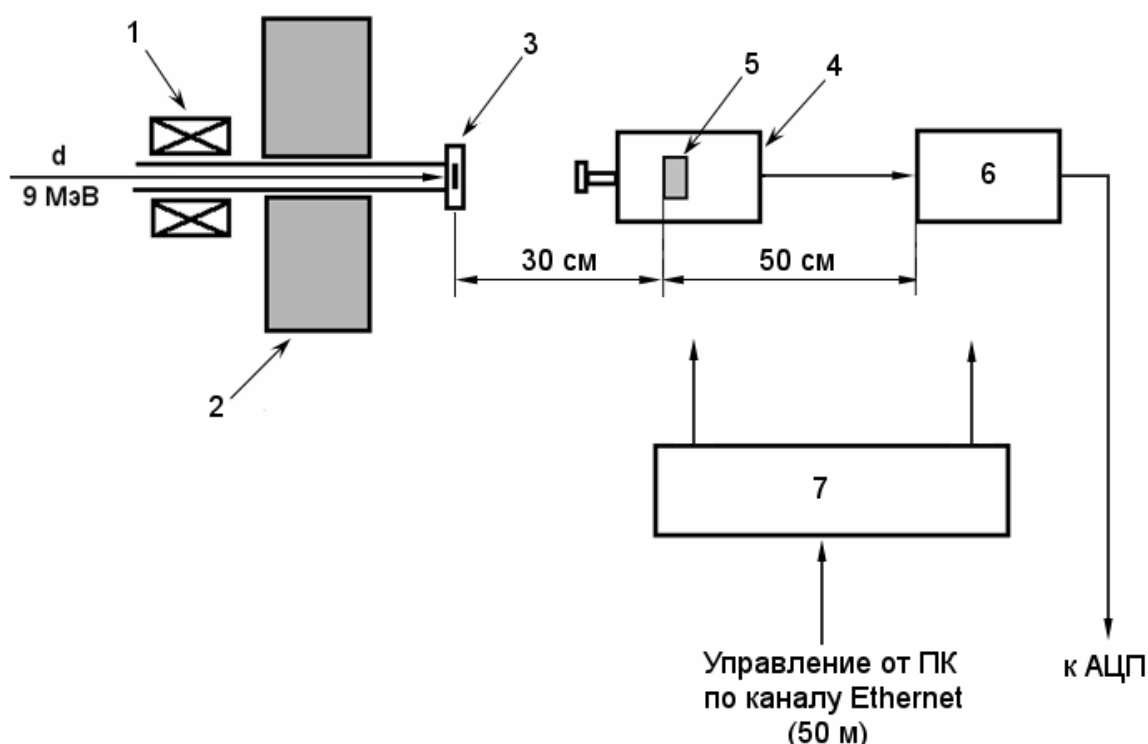


Рис. 2.7. Схема эксперимента. 1 – система транспортировки пучка дейтронов, 2 – защита, 3 – бериллиевая мишень, 4 – камера детектора с альфа-источником, 5 – детектор, 6 – усилитель-формирователь, 7 – блоки питания детектора и усилителя. При исследовании фоновой чувствительности детекторов поток нейтронов в месте установки детектора (на расстоянии 30 см от мишени) составлял  $\sim 7 \cdot 10^6$  н/(см<sup>2</sup>·с·мкА). При исследовании радиационной стойкости камера детектора и усилитель устанавливались вплотную к мишени.

#### 2.2.4. Измерение фоновой чувствительности детекторов

Дифференциальную фоновую чувствительность детектора  $\frac{d\varepsilon}{dE}$  определим следующим образом:

$$\frac{d\varepsilon}{dE} = \frac{1}{S \cdot \Phi_n \cdot t} \cdot \frac{dN}{dE},$$

где  $S(\text{см}^2)$  – площадь чувствительной области детектора,  $\Phi_n (\text{см}^{-2}\text{с}^{-1})$  – поток нейтронов в месте установки детектора,  $t(\text{с})$  – время измерения,  $\frac{dN}{dE} (\text{кэВ}^{-1})$  – энергетический спектр сигналов, полученный на выходе детектора за время измерения при воздействии формируемого поля фонового излучения. Для абсолютной энергетической калибровки спектров был использован альфа-источник  $\text{Am}^{241}$  ( $E_\alpha \approx 5.5 \text{ МэВ}$ ).

Рассмотрим сначала результаты измерения фоновой чувствительности для полупроводниковых детекторов. Полученные спектры представлены на рис. 2.8, 2.9. Измерения показали, что при одной и той же толщине обедненной зоны чувствительность детектора ВU-012-050-100 к фоновому излучению в несколько раз превышает чувствительность детектора ВF-018-100-60. В обоих случаях на приведенных спектрах можно выделить три характерные области, появление которых связано с регистрацией различных типов излучений. Экспоненциально спадающая часть спектра в области энергий до 1 МэВ связана с регистрацией электронов и гамма-квантов. Плато при  $E > 1 \text{ МэВ}$  соответствует регистрации тяжелых заряженных частиц – протонов и альфа-частиц. Моделирование показывает, что механизм формирования этого участка спектра достаточно сложный и в равной степени определяется частицами, образующимися как непосредственно в чувствительной области, так и в подложке детектора, а также частицами, приходящими со стенок вакуумной камеры. Следующие за плато небольшой перегиб и спад связаны с тем, что пробег большей части протонов при данных энергиях начинает превышать толщину чувствительной зоны кристалла.

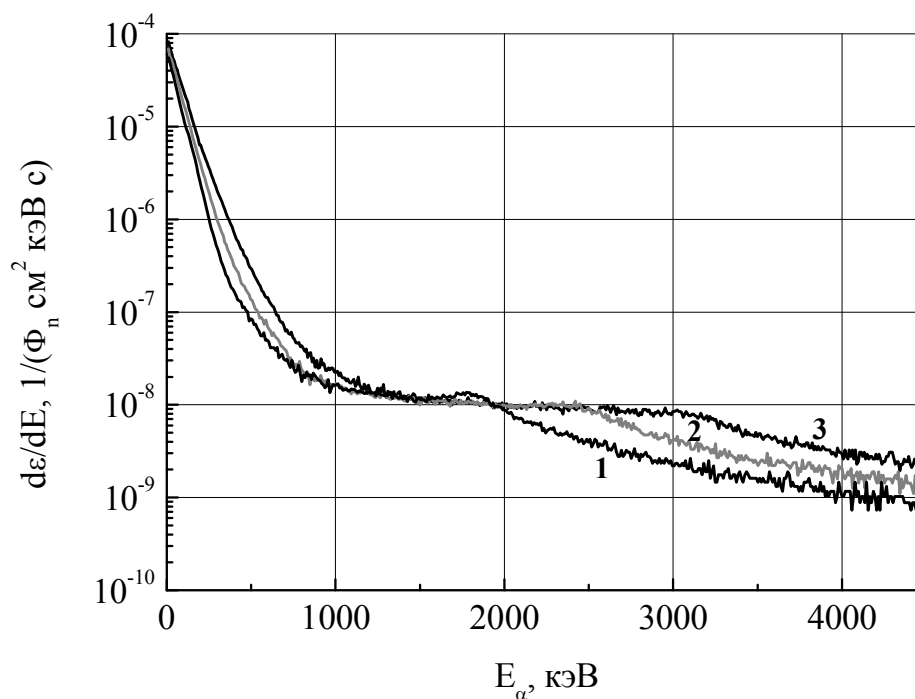


Рис. 2.8. Дифференциальная фоновая чувствительность полупроводникового детектора ORTEC BF-018-100-60, приведенная к единичному потоку нейтронов. Кривые 1, 2 и 3 соответствуют напряжениям смещения 10, 30 и 70 В.

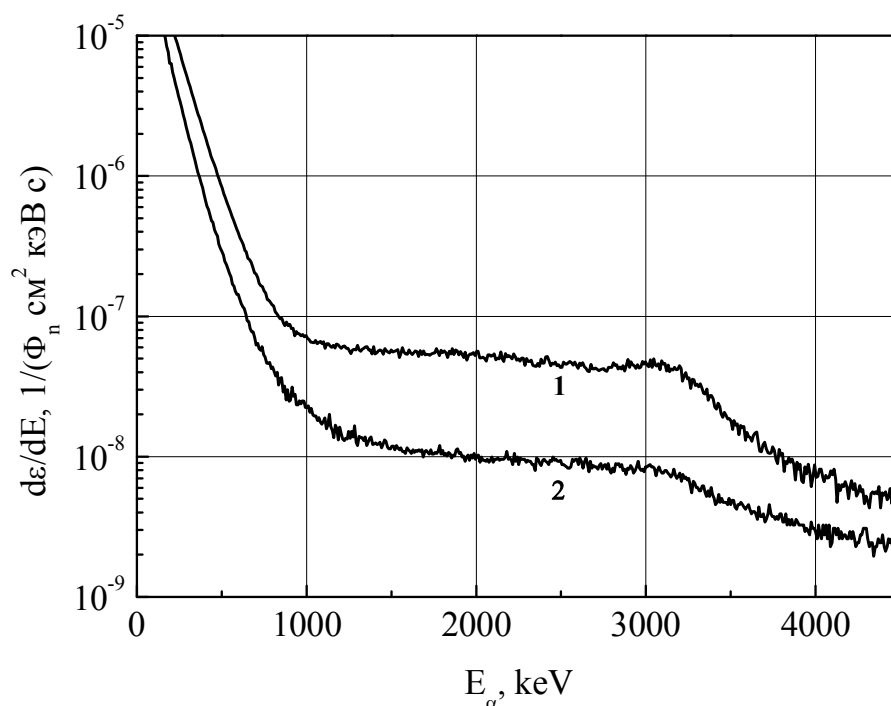


Рис. 2.9. Сравнение фоновой чувствительности детекторов BU-012-050-100 (1) и BF-018-100-60 (2) при одинаковой толщине обедненной зоны. Напряжения смещения соответственно равны 5 В и 70 В.

Это объяснение согласуется с сокращением протяжённости плато при уменьшении напряжения смещения и, следовательно, толщины чувствительной зоны.

Аналогичные кривые дифференциальной чувствительности, измеренные для сцинтиляционного детектора при различной толщине кристаллов CsI(Tl), представлены на рис. 2.10. Как видно из графиков, общий характер зависимости сохраняется, однако плато здесь выражено слабо. Связано это, по-видимому, с тем, что непосредственно в сцинтиляционном кристалле образуется незначительная доля заряженных частиц в силу малого сечения и высокого порога соответствующих реакций. В основном же протоны и альфа-частицы попадают в кристалл из подложки.

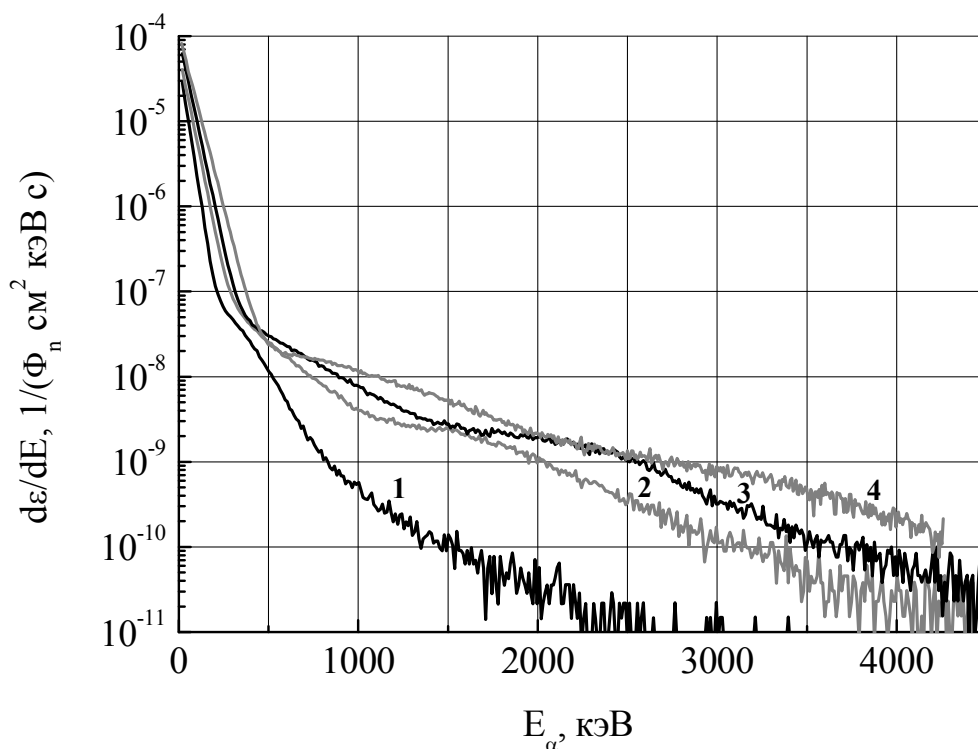


Рис. 2.10. Дифференциальная фоновая чувствительность сцинтиляционного детектора на основе ФЭУ НАМАМАТСУ Н8500D и кристаллов CsI(Tl) различной толщины, приведенная к единичному потоку нейтронов. Кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют кристаллам толщиной 1.5, 7, 10 и 15 мкм.



Использование сцинтилляционного детектора позволяет значительно снизить фоновую чувствительность в области низких энергий регистрируемых ионов, что обусловлено возможностью напыления тонких кристаллов CsI(Tl) толщиной от 1 мкм. Для полупроводникового кристалла минимальная толщина чувствительной зоны определяется напряжением смещения, при котором энергетическое разрешение детектора можно считать приемлемым в условиях конкретного эксперимента. Для детекторов типа BF-018-100-60 при минимальном напряжении  $U_{см} = 10$  В толщина обедненной зоны составляет не менее 20 мкм, что значительно превосходит пробег ионов с энергиями порядка нескольких сотен кэВ. В этом диапазоне энергий дифференциальная фоновая чувствительность полупроводникового детектора на порядок и более превышает чувствительность сцинтилляционного детектора (см. рис. 2.8, кривая 1 и рис. 2.10, кривая 1 при  $E_{\alpha} \leq 300$  кэВ).

На рис. 2.11 приведены результаты измерения фоновой чувствительности сцинтилляционного детектора для трех типов кристаллов. Во всем представленном диапазоне энергий фоновая чувствительность сцинтиллятора CsI(Tl) является наименьшей, несмотря на то, что его толщина в два раза превышает толщину остальных кристаллов. Объяснение этого явления, по-видимому, заключается в отсутствии легких элементов в химическом составе этого сцинтиллятора. Сечение реакций  $(n,\alpha)$  и  $(n,p)$  на таких элементах как алюминий, цинк и кислород, присутствующих в составе ZnO(Ga) и YAG(Ce), значительно превышает сечение соответствующих реакций для цезия и иода (см. рис. 2.12, где для примера показаны сечения реакции  $(n,\alpha)$  [44]). Рождаясь непосредственно в чувствительном объеме детектора, тяжелые заряженные частицы регистрируются с вероятностью  $\sim 1$ . Кроме того, можно утверждать, что низкое отношение  $\alpha/\beta$  для сцинтиллятора YAG(Ce) также является причиной увеличения фоновой чувствительности в области малых энергий, приводя к смещению экспоненциальной части спектра, обусловленной в основном регистрацией электронов, в сторону больших энергий.

Определив интегральную чувствительность детектора как

$$\varepsilon(E_0) = \int_{E \geq E_0} \left( \frac{d\varepsilon}{dE} \right) dE,$$

можно оценить число фоновых отсчётов при энергии выше данного порогового значения  $E_0$  для единичного потока нейтронов. Эта характеристика позволяет рассчитать соотношение сигнал-фон для детектора при заданном пороге дискриминации и известной интенсивности фонового излучения. На рис. 2.13 показаны кривые интегральной чувствительности для рассматриваемых сцинтилляционных кристаллов. Оптимальными фоновыми характеристиками обладает кристалл CsI(Tl). В области малых энергий он обеспечивает соотношение сигнал шум на 1 – 2 порядка меньшее, чем кристаллы YAG(Ce) и ZnO(Ga). Сцинтиллятор ZnO(Ga) может рассматриваться как альтернатива кристаллу CsI(Tl) только при энергиях  $E_\alpha \geq 1$  МэВ, однако и в этом случае его фоновая чувствительность примерно в три раза выше. Сцинтиллятор YAG(Ce) из трех представленных кристаллов обладает наибольшей чувствительностью к нейтронному и гамма-излучению и в условиях ИТЭР в атомных анализаторах неприменим.

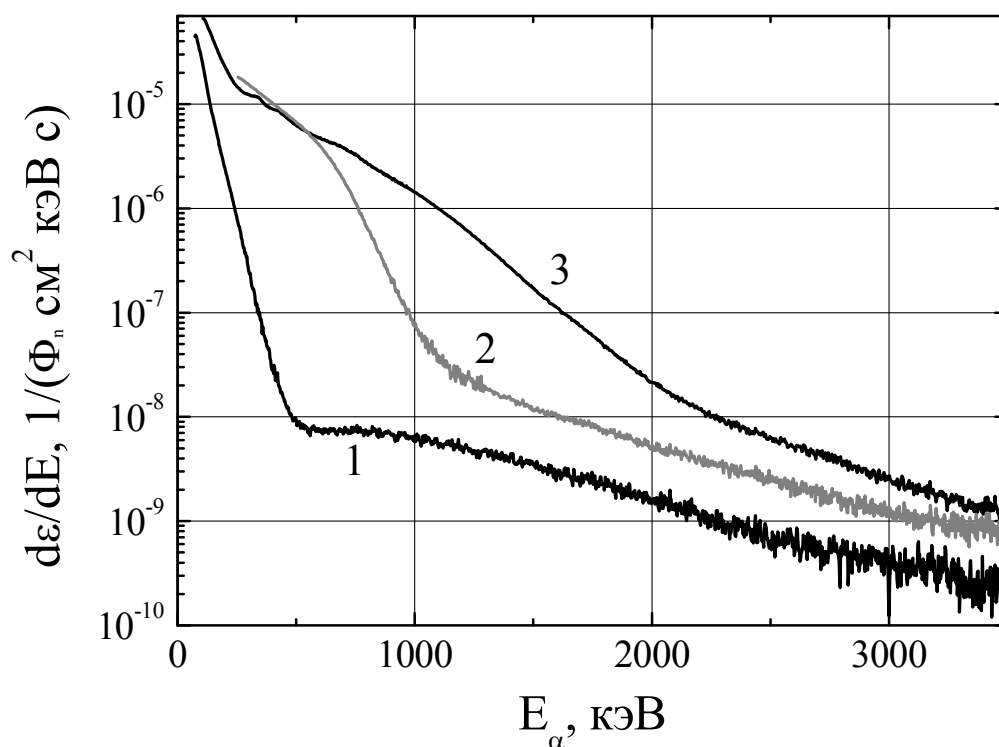


Рис. 2.11. Дифференциальная фоновая чувствительность сцинтилляционного детектора для исследуемых кристаллов: 1 – CsI(Tl), 2 – ZnO(Ga), 3 – YAG(Ce).

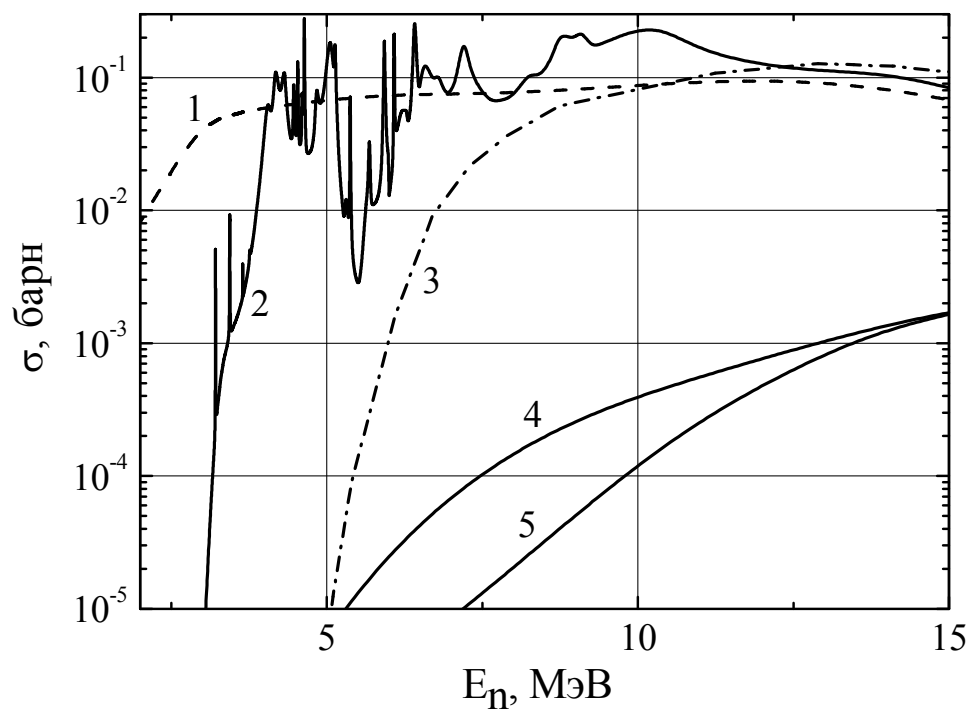


Рис. 2.12. Сечения  $(n,\alpha)$ -реакции при температуре  $T = 300$  К для различных химических элементов, входящих в состав сцинтилляторов [44]: 1 –  $^{64}\text{Zn}$ , 2 –  $^{16}\text{O}$ , 3 –  $^{27}\text{Al}$ , 4 –  $^{133}\text{Cs}$ , 5 –  $^{127}\text{I}$ .

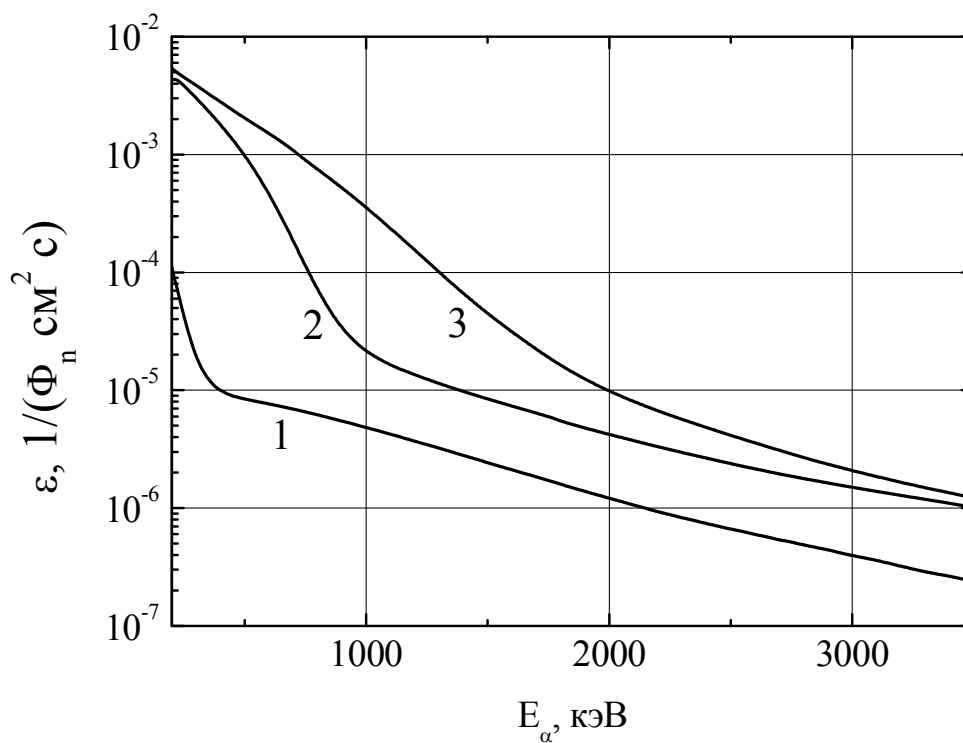


Рис. 2.13. Интегральная фоновая чувствительность сцинтилляционного детектора для исследуемых кристаллов: 1 –  $\text{CsI}(\text{Tl})$ , 2 –  $\text{ZnO}(\text{Ga})$ , 3 –  $\text{YAG}(\text{Ce})$ .

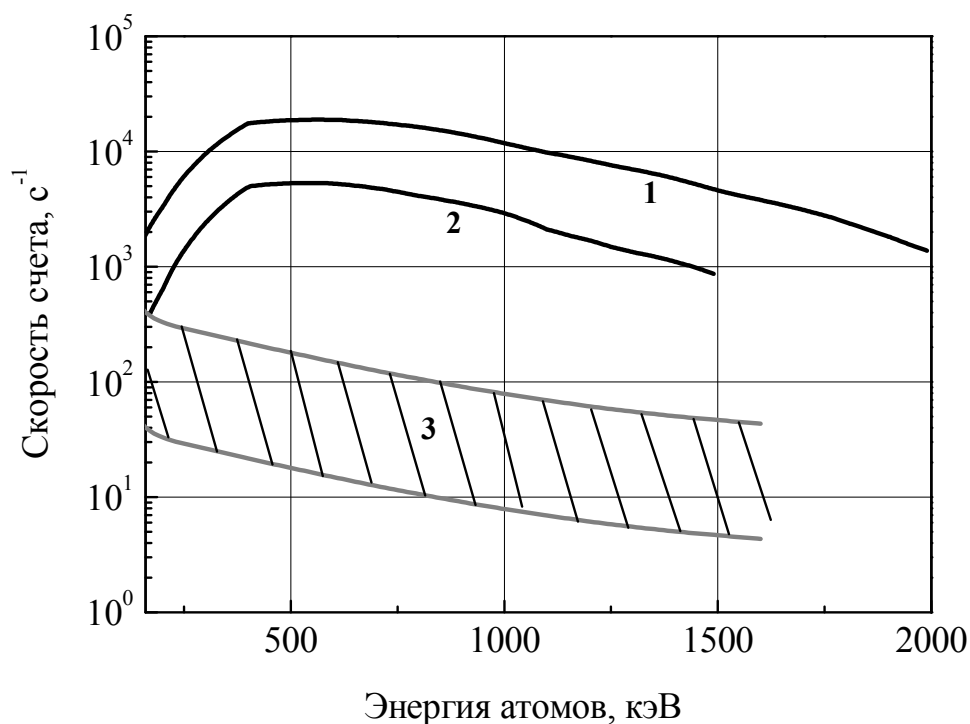


Рис. 2.14. Ожидаемая скорость счета надтепловых атомов D (1), T (2) и фоновая скорость счета (3) в каналах анализатора HENPA в случае использования сцинтилляционных детекторов с кристаллами CsI(Tl). Диапазон изменения фоновой скорости счета указан штриховкой и соответствует потоку нейтронов от  $3 \times 10^6$  до  $3 \times 10^7$  см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup>.

В соответствии с расчетами, выполненными в работе [42], поток нейтронов вдоль детекторной линейки анализатора частиц высокой энергии HENPA меняется с увеличением энергии регистрируемых ионов от  $2.15 \times 10^7$  до  $0.75 \times 10^7$  см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup>. Для анализатора атомов тепловых энергий LENPA соответствующий диапазон составляет от  $6.45 \times 10^6$  до  $3.3 \times 10^6$  см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup>. На рис. 2.14 приведены ожидаемые для типичного режима ИТЭР скорости счета атомов дейтерия и трития в каналах анализатора частиц высокой энергии HENPA, а также возможный диапазон скоростей счета фоновых событий при использовании сцинтилляционных детекторов на основе ФЭУ H8500D и кристаллов CsI(Tl), оптимизированных по толщине. Границы диапазона соответствуют потокам нейтронов  $3 \times 10^6$  и  $3 \times 10^7$  см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup>. На рис. 2.15 представлены скорости счета для анализатора частиц тепловой энергии LENPA. Диапазон значений фоновой

скорости счета приведен для потоков нейтронов от  $10^6$  до  $10^7$   $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ . Скорости счета атомов в детекторных каналах обоих анализаторов рассчитаны при следующих параметрах плазмы ИТЭР: центральная электронная плотность  $n_{e0} = 0.7 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$ , центральная электронная и ионная температуры  $T_{e0} = 30$  кэВ,  $T_{i0} = 33$  кэВ, плотности основных примесей  $n_{\text{He}^{2+}}/n_e = 7.5\%$ ,  $n_{\text{Be}^{2+}}/n_e = n_{\text{C}^{6+}}/n_e = 1\%$ , эффективный заряд плазмы  $Z_{\text{eff}} = 1.7$ .

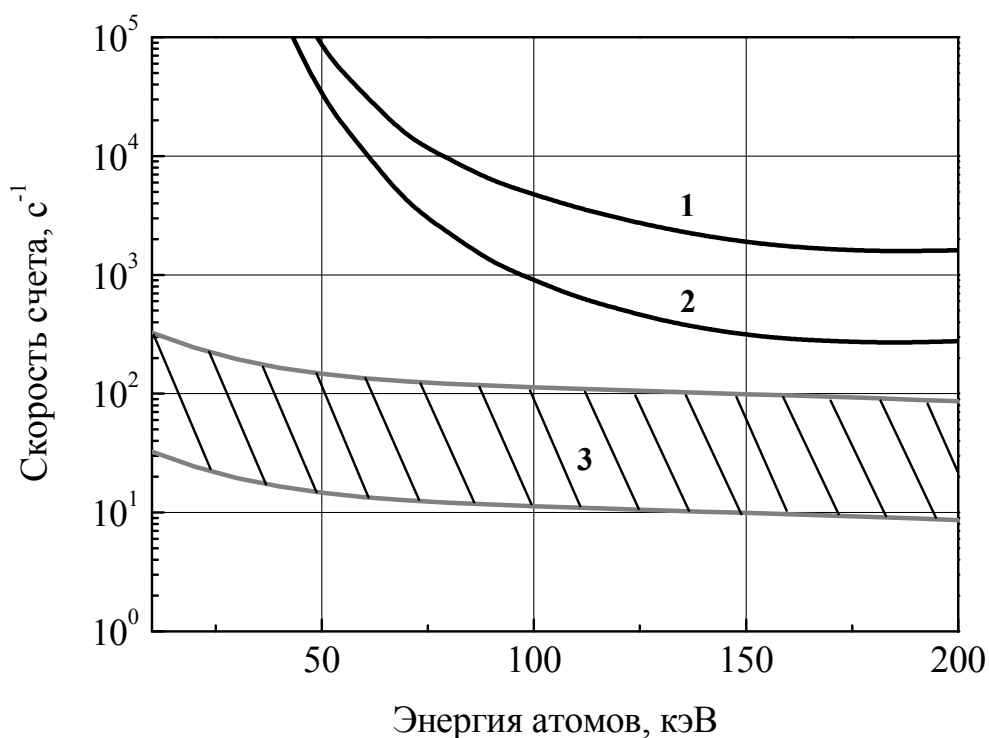


Рис. 2.15. Ожидаемая скорость счета тепловых атомов D (1), T (2) и фоновая скорость счета (3) в каналах анализатора LENPA в случае использования сцинтилляционных детекторов с кристаллами CsI(Tl). Диапазон изменения фоновой скорости счета указан штриховкой и соответствует потоку нейтронов от  $10^6$  до  $10^7$   $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ .

### 2.2.5. Радиационная стойкость детекторов

При исследовании радиационной стойкости детекторный модуль устанавливался в непосредственной близости от мишени, так что поток нейтронов на детекторе составлял  $\sim 7 \times 10^9 \text{ см}^{-2} \text{с}^{-1}$ . Интегральный нейтронный поток измерялся по суммарному заряду дейтронов, упавших на мишень. Промежуточный контроль состояния прибора осуществлялся при достижении

заданного интегрального потока нейтронов с помощью установленного в камере с детектором источника альфа-частиц  $\text{Am}^{241}$ .

Полученные данные – изменение амплитуды сигнала на выходе детектора до и после облучения в зависимости от интегрального потока нейтронов (флюенса) – представлены на рис. 2.16. Дegrадация параметров полупроводникового детектора – постепенное уширение спектральной линии и падение амплитуды сигнала – начинается при флюенсе  $10^{12} \text{ см}^{-2}$ , резкое падение амплитуды происходит при флюенсе  $10^{13} \text{ см}^{-2}$ . В случае сцинтилляционного детектора изменения характеристик не обнаружено вплоть до флюенса нейтронов  $1 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ . При флюенсе нейтронов  $2 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$  были выведены из строя полевой транзистор головного каскада и линейные стабилизаторы напряжения питания зарядочувствительного усилителя.

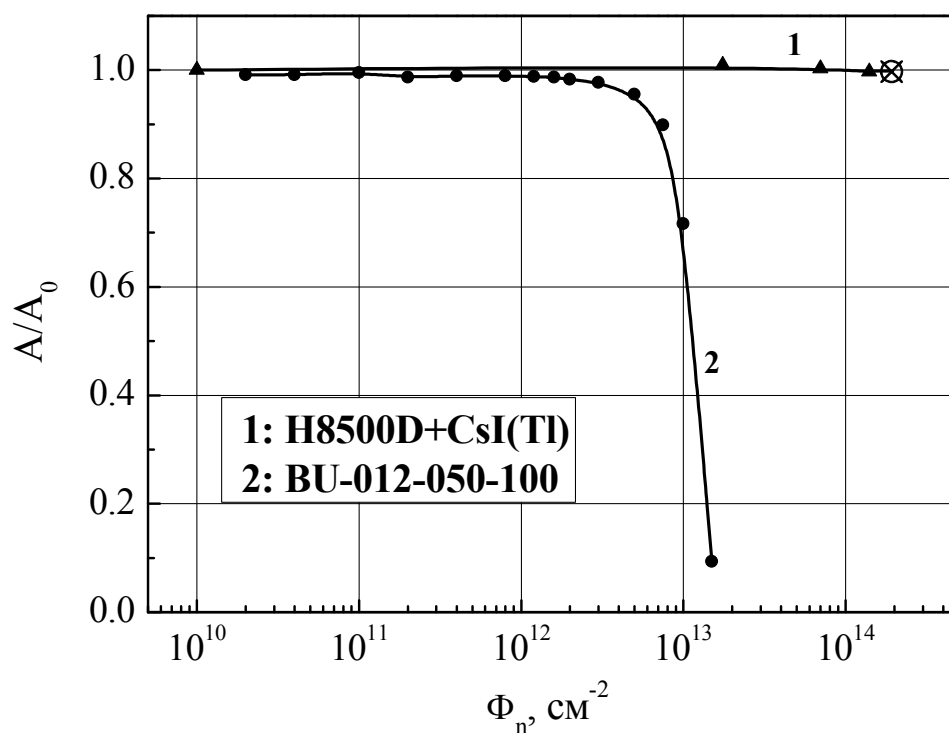


Рис. 2.16. Изменение амплитуды сигнала на выходе сцинтилляционного (1) и полупроводникового (2) детектора до и после облучения в зависимости от флюенса нейтронов. Перекрестием отмечена точка, соответствующая выходу из строя усилителя-формирователя.

Таким образом, ресурсные испытания показали, что сцинтилляционные детекторы обладают высокой радиационной стойкостью, достаточной для работы в условиях токамака ИТЭР. При потоке нейтронов до  $10^8 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$  время их стабильной работы на установке составит не менее 5 лет. Для полупроводниковых детекторов соответствующая величина меньше на два порядка, что делает их применение в атомных анализаторах на ИТЭР затруднительным.

### 2.3. Построение детекторной системы анализаторов

Из проведенных экспериментов следует, что сцинтилляционные детекторы на основе тонких кристаллов CsI(Tl) являются оптимальным выбором для системы регистрации атомных анализаторов на ИТЭР. Их применение позволяет обеспечить высокое соотношение сигнал-фон ( $S/N > 1$ ) практически во всем энергетическом диапазоне приборов. Полупроводниковые детекторы имеют сравнимые характеристики только при достаточно высокой энергии регистрируемых частиц  $E > 500 \text{ кэВ}$ . Вместе с тем, их радиационная стойкость оказывается как минимум на два порядка ниже.

С учетом полученных результатов детекторные системы анализаторов HENPA и LENPA были спроектированы на основе сцинтилляционных детекторов с применением фотоэлектронных умножителей HAMAMATSU H8500D. Использование многоанодных ФЭУ матричного типа дало возможность организовать независимую регистрацию ионов разных сортов с помощью одного детектора. Рис. 2.17 иллюстрирует принцип группирования анодов ФЭУ: часть анодов объединяется в группы по четыре, образуя девять детекторных каналов. Напротив каждой группы анодов на входном окне ФЭУ с помощью оптического клея закрепляется подложка с нанесенным на нее сцинтилляционным кристаллом. Остальные аноды, разделяющие каналы между собой, заземляются.

Детекторная система каждого из анализаторов формируется из ряда последовательно расположенных ФЭУ. Для уменьшения влияния на ФЭУ рассеянного магнитного поля, создаваемого электромагнитом анализатора, а

также самим токамаком, применяется двойное экранирование: каждый ФЭУ устанавливается в индивидуальном корпусе-экране, изготовленном из магнитомягкой стали, а вся сборка из детекторных модулей помещается в общий магнитный экран. В анализаторе НЕНРА используется 12 ФЭУ, число каналов регистрации для ионов каждого типа равно 36, а их общее число составляет 108 (рис. 2.18). Фотография одного из детекторных модулей анализатора приведена на рис. 2.19. Малые линейные размеры каждого канала определяют высокое энергетическое разрешение анализатора, которое составляет  $\sim (3 - 6) \%$ , при этом более высокое разрешение соответствует большей энергии регистрируемых частиц.

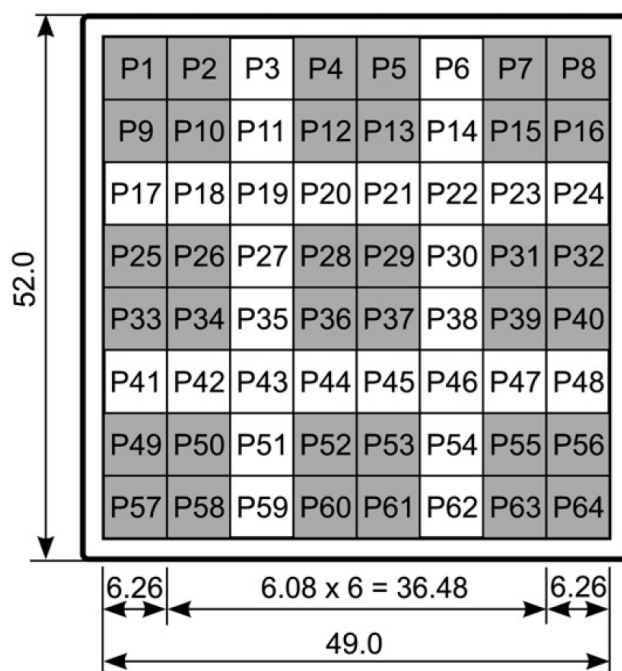


Рис. 2.17. Объединение анодов ФЭУ Hamamatsu H8500D в группы, образующие 9 детекторных каналов. Группы разделены между собой неиспользуемыми анодами, которые заземляются.



Детекторная система анализатора LENPA состоит из 11 ФЭУ и 48 каналов регистрации, 13 из которых используются для протонов, 16 для ионов дейтерия и 19 для ионов трития (рис. 2.20). По отношению к энергии частиц на входе в ускоритель энергетическое разрешение анализатора LENPA составляет  $\sim (5 - 60) \%$ .

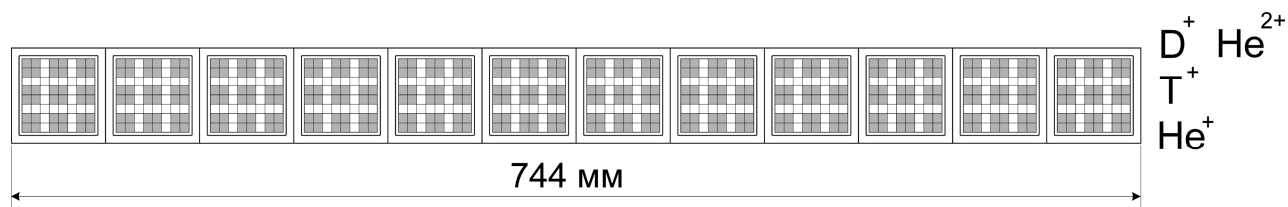


Рис. 2.18. Система детекторов анализатора HENPA. 12 ФЭУ Hamamatsu H8500D размещены в один ряд таким образом, что формируются три горизонтальные линейки, каждая из которых состоит из 36 каналов регистрации. Верхняя линейка предназначена для регистрации ионов  $D^+$  и  $\text{He}^{2+}$ , средняя – ионов  $T^+$  и нижняя –  $\text{He}^+$ .

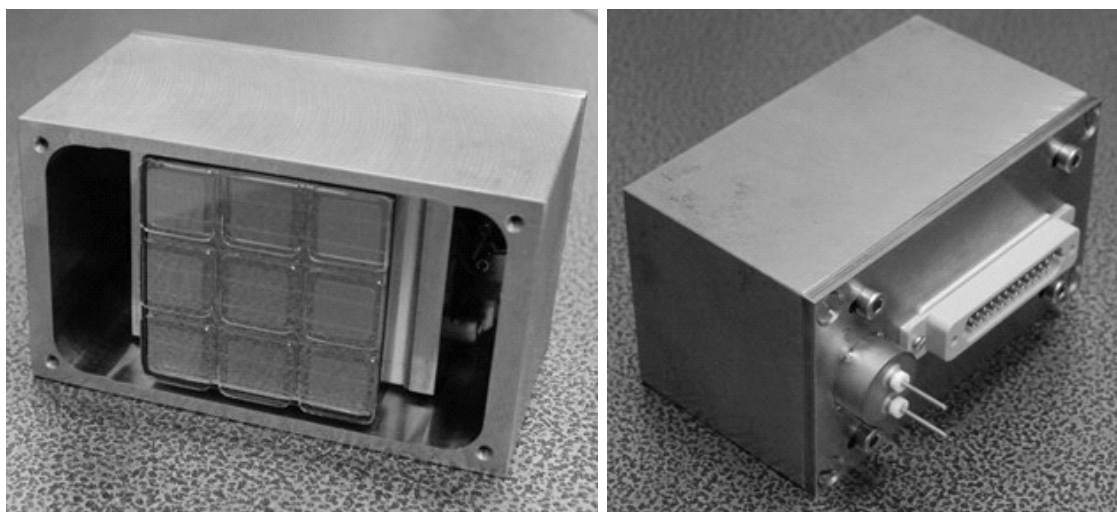


Рис. 2.19. Фотография одного из 12 детекторных модулей анализатора HENPA. На входном окне ФЭУ HAMAMATSU H8500D установлены 9 сцинтилляционных кристаллов CsI(Tl), нанесенных на подложки из кварцевого стекла методом термического вакуумного напыления. ФЭУ размещен в корпусе из магнитомягкой стали. На задней стенке установлены сигнальный и высоковольтный разъемы.

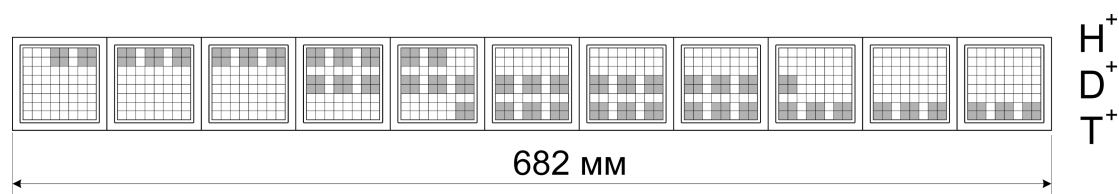


Рис. 2.20. Система детекторов анализатора LENPA. Состоит из 11 ФЭУ Hamamatsu H8500D. Поскольку энергетический диапазон анализатора одинаков для всех типов частиц, используется только часть детекторных каналов. Верхняя линейка предназначена для регистрации ионов  $H^+$ , средняя – ионов  $D^+$  и нижняя –  $T^+$ . Увеличение энергии частиц соответствует направлению слева направо.

## 2.4. Система контроля параметров обдирочной мишени

### 2.4.1. Механизм смены мишеней

Обдирочные мишени, предназначенные для ионизации входящего в анализаторы потока атомов, являются принципиально важными элементами приборов. Мишень представляет собой тонкую углеродную пленку, нанесенную на мелкоструктурную медную электролитическую сетку. Изменение параметров мишени – увеличение или уменьшение толщины, увеличение числа дефектов (т.е. ячеек сетки, где пленка отсутствует) – приведет к изменению эффективности регистрации атомов анализаторами и ошибке в определении величины входящего потока.

Изменение толщины пленки может быть вызвано двумя факторами. Во-первых, это распыление материала, происходящее в результате бомбардировки пленки потоком атомов. Моделирование показывает, что наиболее интенсивно распыление происходит при облучении атомами изотопов водорода с энергиями порядка нескольких кэВ. Однако помимо распыления может происходить и увеличение толщины пленки. Так, в результате экспериментов было установлено [45], что при использовании масляных турбомолекулярных и форвакуумных насосов и остаточном давлении внутри вакуумного объема, где размещаются пленки,  $\sim 10^{-6}$  мм. рт. ст. под воздействием пучка атомов пары масла осаждаются

на поверхности пленки, в результате чего её толщина увеличивается. Очевидно, что в общем случае процесс осаждения различных веществ на пленку будет определяться вакуумными условиями и составом остаточных газов.

Для обеспечения надежной работы анализаторов на установке ИТЭР было принято решение установить в каждом из приборов механизм, позволяющий осуществлять оперативную замену отработавшей мишени без нарушения вакуума. Данное устройство содержит в себе вращающуюся кассету с шестью ячейками, в пяти из которых установлены пленки, помещенные в металлические оправки (рис. 2.21). Одна из пленок, являющаяся рабочей мишенью, устанавливается на оси пучка атомов. Смена мишени происходит путем вращения кассеты с пленками вокруг своей оси. Вращение осуществляется с помощью электромагнитного привода при подаче серии последовательных импульсов тока. В случае необходимости (например, для юстировки анализаторов) мишень может быть убрана с оси пучка, т. к. одна из ячеек кассеты оставлена пустой.

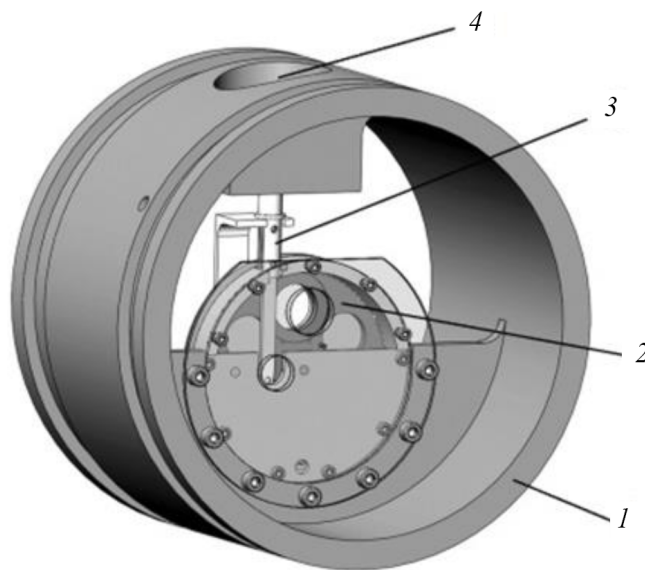


Рис. 2.21. Механизм смены обдирочных мишеней [37]. 1 – корпус механизма, 2 – кассета с пленками, 3 – электромагнитный привод, 4 – катушка электромагнита.

Наличие дополнительных мишеней и возможность их оперативной смены существенно повышают надежность работы анализаторов. Однако необходимо учитывать, что деградация рабочей пленки может происходить постепенно. Рост числа дефектов приведет к уменьшению эффективности регистрации атомов.

Осаждение на пленке различных веществ и увеличение её толщины повлечет за собой повышение среднего угла рассеяния частиц и их дополнительные потери. Эти факторы скажутся на точности определения изотопного соотношения. Поэтому было предложено реализовать систему, которая позволит осуществлять оперативный контроль состояния рабочей мишени.

#### 2.4.2. Метод контроля параметров обдирочной мишени с использованием источника щелочных ионов

Идея метода изложена в работе [46] и состоит в просвечивании пленки пучком ионов с такой энергией, при которой длина пробега частиц в материале пленки в 2 – 3 раза превышает ее толщину. В этом случае энергетический спектр частиц, прошедших сквозь пленку, оказывается чувствительным как к числу дефектных ячеек в пленке, так и к её толщине. Для измерения энергетического спектра предлагается использовать электромагнитные диспергирующие системы самих атомных анализаторов LENPA и HENPA.

Для выяснения работоспособности метода были проведены предварительные расчеты с помощью кода SRIM [47], результаты которых представлены на рис. 2.22. В качестве примера рассмотрено прохождение пучка ионов натрия с энергией 16 кэВ сквозь углеродную пленку толщиной 100 Å. Очевидно, что среди ионов, падающих на пленку, определенная доля частиц проходит сквозь дефектные ячейки пленки без изменения энергии. Спектр этих частиц (кривая 2а) подобен спектру ионов падающего пучка (кривая 1), а интенсивность пропорциональна числу дефектов. По этой части спектра можно определить долю дефектных ячеек пленки как отношение интенсивностей прошедшего сквозь пленку пучка, не изменившего энергию, к интенсивности падающего пучка. Остальная часть ионов пучка проходит через материал пленки. Вследствие процесса торможения их энергетический спектр смещается в область меньших энергий (кривая 2b). При этом смещение максимума энергетического спектра оказывается примерно пропорционально толщине пленки.

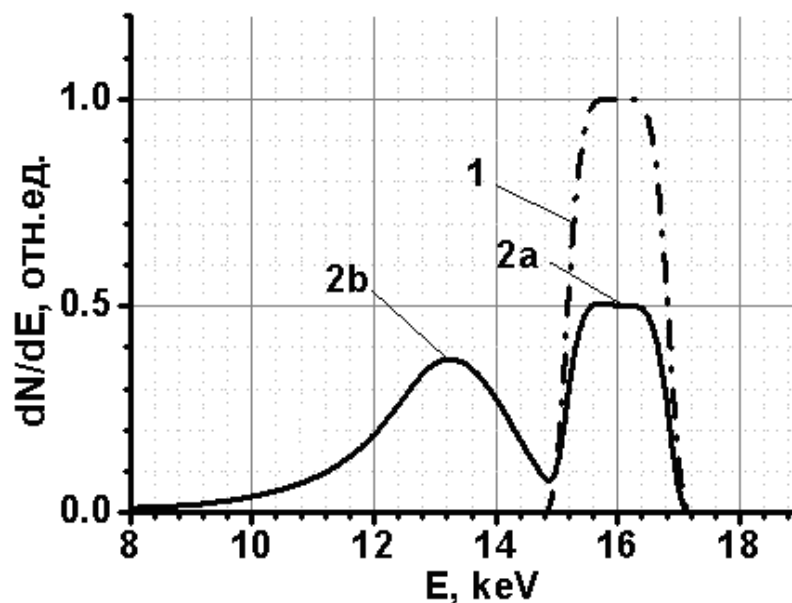


Рис. 2.22. Расчетные энергетические спектры ионов  $\text{Na}^+$  с начальной энергией 16 кэВ: 1 – падающих на пленку; 2a – прошедших сквозь дефекты пленки без изменения энергии; 2b – прошедших сквозь материал пленки. Толщина пленки – 100 Å. Энергетическое разрешение спектрометра принято равным 10 %.

Экспериментально метод был проверен с использованием термоинного источника ионов  $\text{Na}^+$  и одноканального спектрометра с E||B-конфигурацией электрического и магнитного полей, имитирующего работу электромагнитной систем атомных анализаторов. Чтобы получить данные о влиянии толщины пленки на энергетические спектры ионов, прошедших сквозь нее, был изготовлен набор пленок с толщинами от 20 до 300 Å. Измерения проводились последовательно для каждой из пленок выбранной толщины. При этом пленка располагалась на подвижной рамке, которую можно было убирать с линии пучка для измерения интенсивности и энергетического спектра ионов пучка, падающего на пленку. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 2.24.

На рис. 2.24 приведен экспериментальный энергетический спектр ионов  $\text{Na}^+$  с начальной энергией 16 кэВ, прошедших через пленку толщиной 50 Å. На спектре различимы два пика. Правый пик относится к частицам, прошедшим через дефекты, левый – к частицам, прошедшим через материал пленки. Анализ

правой части спектра дает информацию о числе дефектов, а левой части – о толщине пленки. Подобные измерения были проведены для всего набора пленок. Как следует из рис. 2.25, в диапазоне толщин от 50 до 150 Å спектры, относящиеся к пленкам с разницей по толщине 30 Å, хорошо различимы. Зависимость величины смещения пика на энергетическом спектре ионов от толщины пленки представлена на рис. 2.26. В области толщин пленок 50 – 150 Å эта зависимость оказалась близка к линейной.

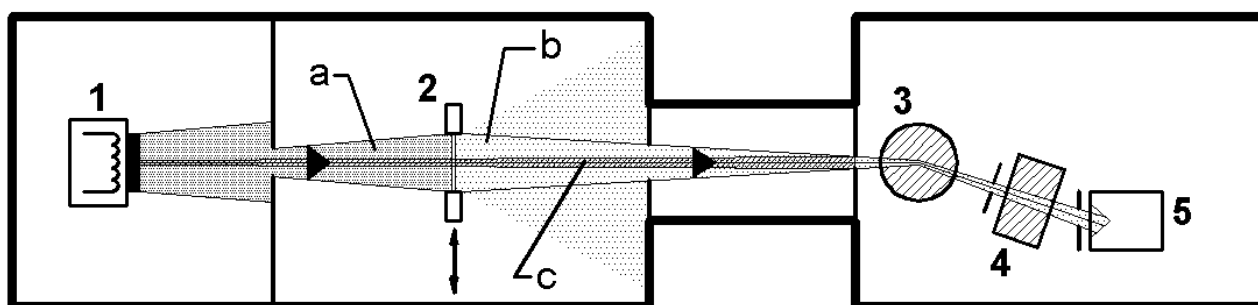


Рис. 2.23. Схема экспериментальной установки. 1 – термоионный источник, 2 – углеродная пленка, 3 – магнит, 4 – плоский отклоняющий конденсатор, 5 – детектор. Ионные пучки: а – падающий на пленку, b – прошедший сквозь материал пленки и зарегистрированный спектрометром, с – прошедший сквозь дефекты пленки и зарегистрированный спектрометром.

Таким образом, было показано, что чувствительность метода достаточна для того, чтобы использовать его для построения системы контроля качества пленок в атомных анализаторах. К потенциальным проблемам метода относится необходимость применения дополнительных детекторов – канальных электронных умножителей – для регистрации ионов малых энергий от единиц кэВ, поскольку используемые в анализаторах сцинтилляционные детекторы в этой области энергий не обладают необходимой чувствительностью. Канальные электронные умножители, напротив, имеют высокую эффективность регистрации, однако их применение на фазе дейтерий-третиевого эксперимента будет невозможно из-за присутствия фона наведенного излучения.

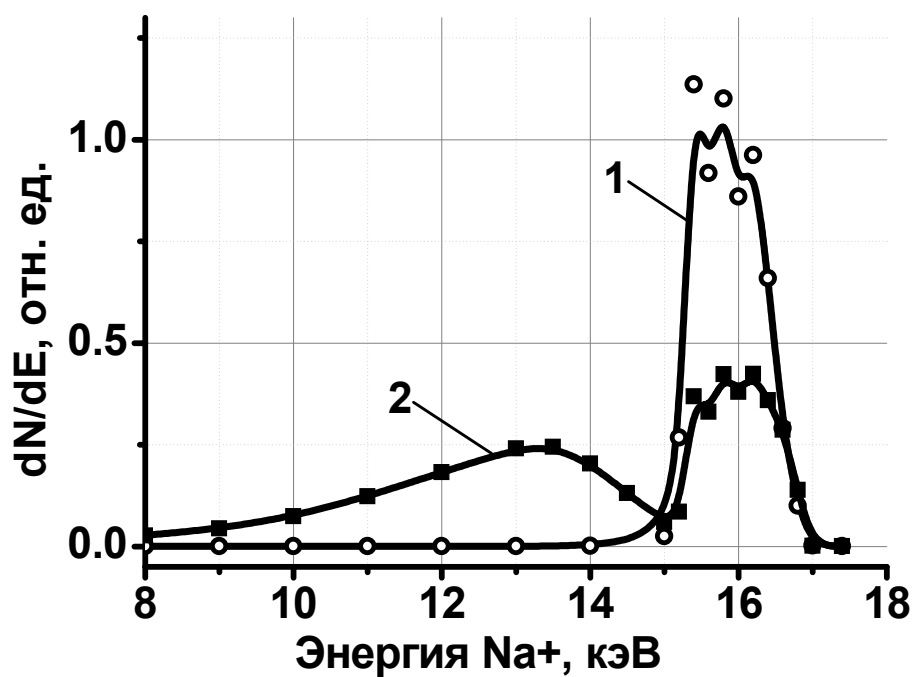


Рис. 2.24. Экспериментальные спектры ионов  $\text{Na}^+$ : 1 – падающих на пленку, 2 – прошедших сквозь дефекты и материал пленки (интенсивность умножена на  $10^3$ ).

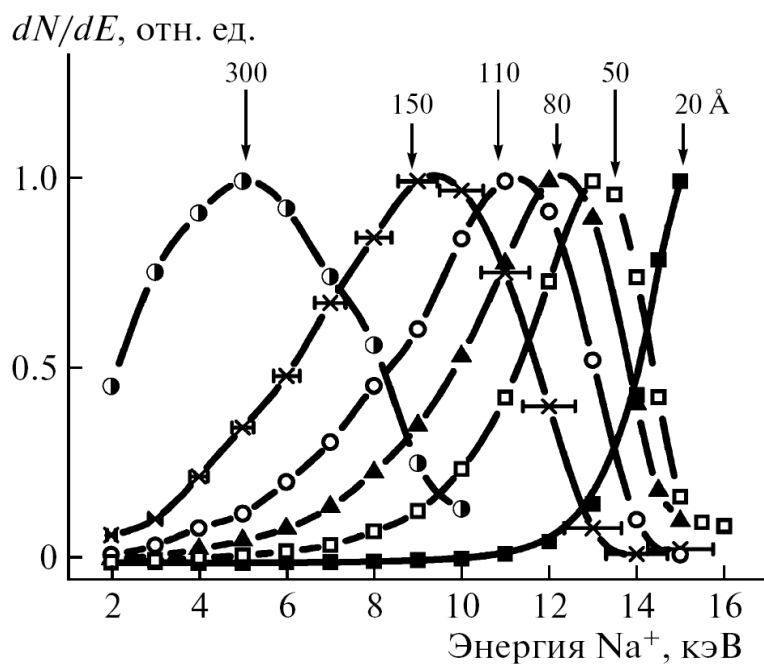


Рис. 2.25. Экспериментальные спектры ионов  $\text{Na}^+$ , прошедших через материал пленок различной толщины (см. значения у кривых).

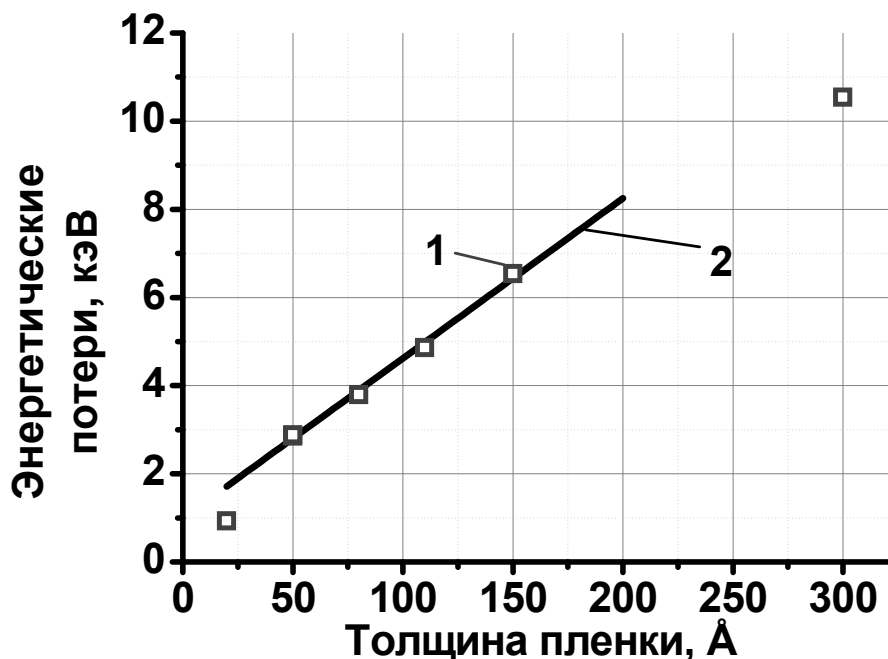


Рис. 2.26. Смещение максимума энергетического спектра ионов  $\text{Na}^+$  после их прохождения сквозь материал пленки в зависимости от толщины пленки. 1 – экспериментальные значения, 2 – линейная аппроксимация эксперимента в диапазоне 50–150 Å.

Следует отметить, что в настоящий момент рассматривается возможность реализации системы контроля качества мишеней с использованием компактного источника ионов водорода с энергией до 40 кэВ. Такая система даст возможность контролировать любое изменение состояния мишени, которое вызывает соответствующее изменение эффективности регистрации атомных анализаторов. При этом используется то обстоятельство, что в пучке прошедших через мишень частиц устанавливается состояние зарядового равновесия, не зависящее от зарядового состава пучка на входе в мишень. Как было указано выше, одна из ячеек кассеты механизма смены мишеней оставлена пустой, что дает возможность убрать пленку с оси пучка. Тогда, измеряя соотношение между числом ионов  $\text{H}^+$ , зарегистрированных анализатором до и после установки мишени на оси пучка, можно сделать выводы о состоянии пленки. Изменение этого соотношения будет указывать на отклонение параметров пленки от начального состояния. При этом



появляется возможность использовать для регистрации ионов  $H^+$  сцинтилляционные детекторы самих анализаторов, т.к. их чувствительность достаточна для надежного выделения сигнала при  $E_H \geq 15 - 20$  кэВ.

## 2.5. Испытания ускорительного модуля анализатора LENPA в условиях облучения интенсивным потоком гамма-квантов

Ускорительный модуль, входящий в состав анализатора LENPA (см. п. 2.1, рис. 2.3), предназначен для увеличения энергии вторичных ионов с целью повышения соотношения сигнал-фон в условиях интенсивного потока нейтронного и гамма-излучения термоядерного реактора. Так, при повышении ускоряющего напряжения до 100 кВ минимальная энергия ионов, регистрируемых детекторами анализатора, составляет 110 кэВ, что позволяет выделить полезный сигнал на фоне спадающего с ростом энергии спектра импульсов, генерируемых мощным радиационным излучением.

### 2.5.1. Конструкция ускорительного модуля

Основу ускорительного модуля анализатора LENPA составляет секционированная высоковольтная колонна (рис. 2.27). Ускоряющее напряжение, подаваемое на центральный электрод модуля, с помощью резистивного делителя распределяется по кольцевым электродам. Электроды располагаются между керамическими изоляторами и соединяются с ними при помощи клея марки ПВА, создающего вакуумно-плотный механический контакт. Распределение потенциала в ускорительном модуле происходит симметрично относительно центрального электрода, в состав которого входит механизм смены мишеней. Для увеличения электрической прочности системы центральный электрод защищается сглаживающим экраном. Внутренний объем корпуса ускорительного модуля находится под избыточным давлением и заполняется азотом, который используется в качестве изолирующего газа. Максимальное давление азота

составляет 6 атмосфер, при этом обеспечивается электрическая прочность изолирующего промежутка до + 150 кВ [37].

В рабочем режиме обдирочная пленка находится под ускоряющим напряжением, а электроды на входе и выходе ускорительной колонны – под нулевым потенциалом. Таким образом, вторичные ионы, образовавшиеся после прохождения атомами обдирочной пленки, до выхода из колонны проходят разность потенциалов, равную ускоряющему напряжению.

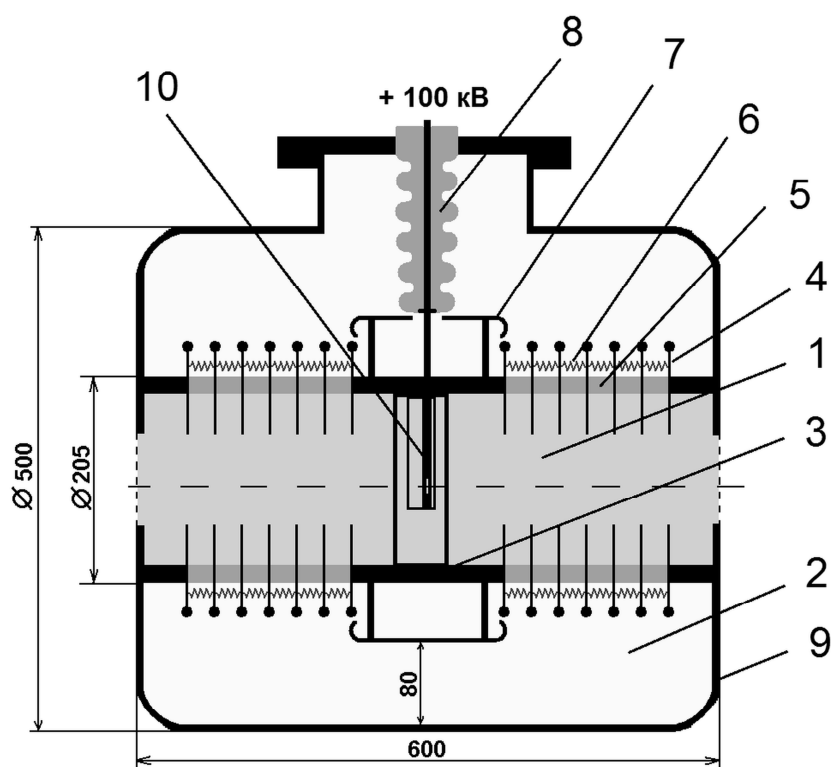


Рис. 2.27. Схема построения ускорительного модуля анализатора LENPA [37]: 1 – вакуумный объем; 2 – изолирующий газовый объем ( $N_2$ ); 3 – центральный электрод; 4 – кольцевые металлические диски (электроды); 5 – керамический изолятор; 6 – резисторы высоковольтного делителя; 7 – сглаживающий экран; 8 – высоковольтный разъем; 9 – внешний кожух ускорителя; 10 – механизм смены плёнок.

Ускоритель является чрезвычайно важной системой, обеспечивающей работу анализатора LENPA. Вместе с тем, в условиях воздействия

ионизирующего излучения его электрическая прочность может существенно уменьшиться, что приведет к нарушению работы анализатора. По этой причине была поставлена задача исследования условий работы ускорительного модуля при облучении потоком  $\gamma$ -квантов и определения оптимального давления азота в изолирующем объеме.

### 2.5.2. Экспериментальная установка

Для облучения ускорительного модуля использовалась кобальтовая установка в лаборатории мощных источников ионизирующих излучений НТК «Ядерная физика» при СПбПУ. При испытаниях модуль устанавливался непосредственно в рабочей камере установки. Ожидаемое значение потока  $\gamma$ -квантов в месте расположения ускорителя на токамаке ИТЭР составляет  $1 \times 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Для обеспечения сравнимого по порядку величины потока в кобальтовой установке оказалось достаточным использовать только один из двадцати имеющихся источников, а сам ускоритель располагать на максимально возможном удалении от источника (рис. 2.28).

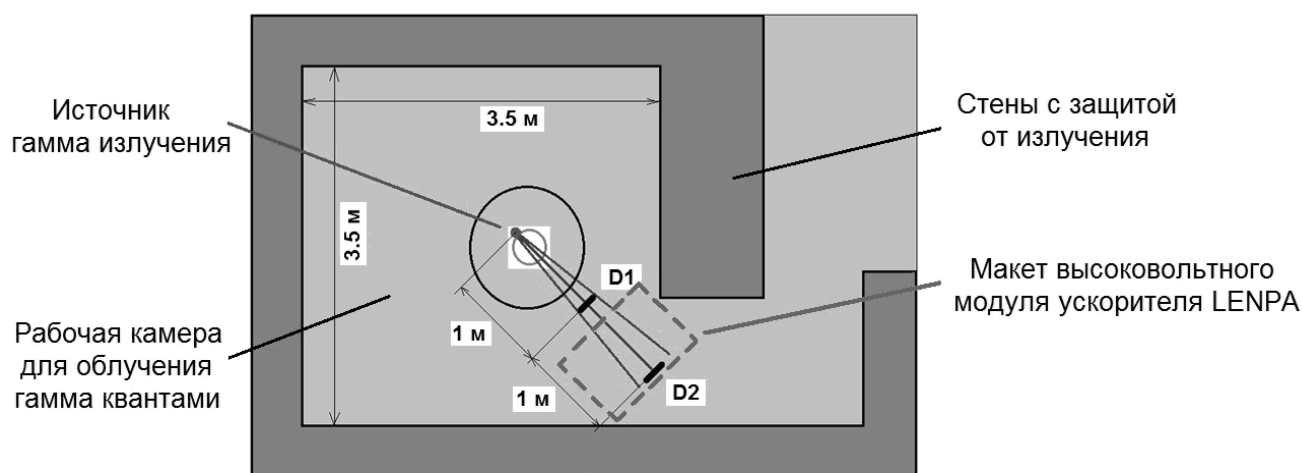


Рис. 2.28. Схема размещения аппаратуры в рабочей камере кобальтовой установки.

Среднее значение интенсивности облучения газового изолирующего объема при таком расположении аппаратуры составило  $\sim 5 \times 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Спектры  $\gamma$ -квантов на

удалении 1 м и 2 м от источника, что соответствует положениям D1 и D2 на рисунке 2.28, приведены на рисунке 2.29. Средняя энергия квантов в спектре излучения, соответствующая выбранному расположению ускорительного модуля, составила около 900 кэВ, а доля квантов с энергией ниже 500 кэВ – около 30 %.

При испытаниях вакуумный объем внутри высоковольтных колонн откачивался до остаточного давления  $\leq 5 \times 10^{-6}$  мм. рт. ст., а изолирующий промежуток внутри корпуса ускорительного модуля заполнялся азотом при давлении  $\geq 2.7$  атм.

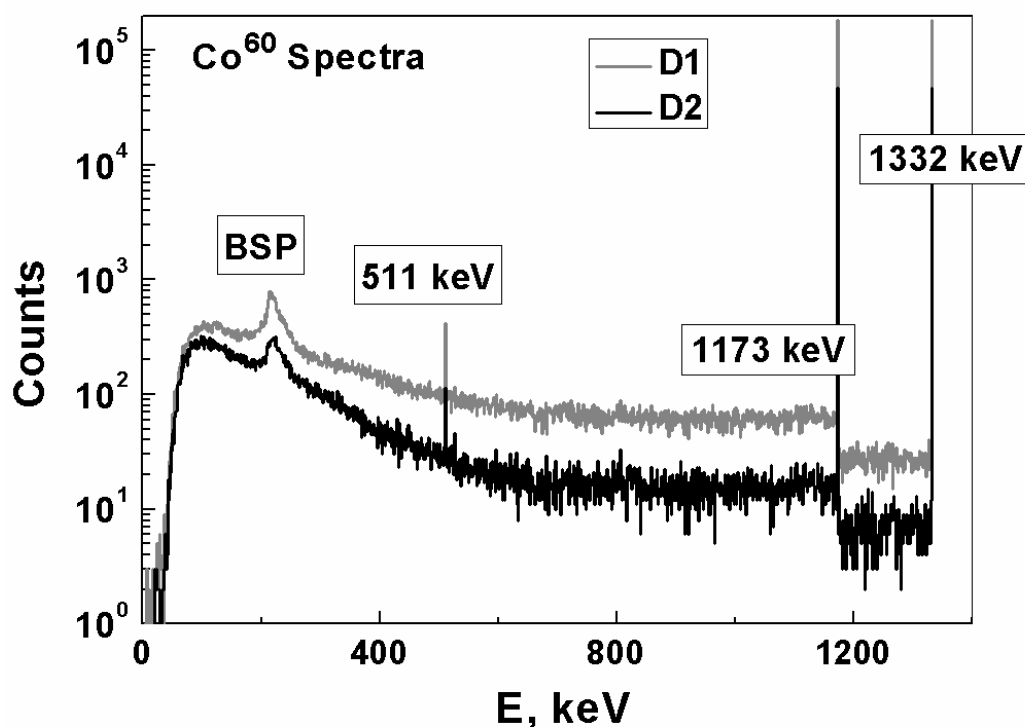


Рис. 2.29. Спектры  $\gamma$ -излучения, соответствующие точкам D1 и D2 (см. рисунок 2.28). Вследствие рассеяния излучения на стенах камеры и конструктивных элементах установки образуется непрерывный спектр  $\gamma$ -квантов в широком диапазоне энергий. Два пика с энергиями 1173 и 1332 кэВ соответствуют квантам, возникшим в результате  $\beta$ -распада изотопа  $\text{Co}^{60}$  и попавшим в точки D1 и D2, не испытав рассеяния.  $\gamma$ -кванты с энергией 511 кэВ – результат аннигиляции позитронов, образованных при рождении электрон-позитронных пар. Пик обратного рассеяния (BSP) соответствует первичным квантам, отраженным от стен камеры под углами, близкими к  $180^\circ$ .

После достижения рабочего значения давления в вакуумном объеме ускорителя и напуске азота в его изолирующий объем, напряжение на центральном электроде плавно поднималось до величины +100 кВ. Далее в течение 10 мин. производилось измерение напряжения и тока в цепи высоковольтного делителя источника питания. После этого, в случае отсутствия электрических пробоев, ускорительный модуль подвергался воздействию потока  $\gamma$ -квантов. В течение времени облучения измерялись напряжение и ток в цепи высоковольтного делителя и отмечались события электрических пробоев. Для контроля потока  $\gamma$ -излучения на ускорительном модуле был установлен фотоэлектронный умножитель (ФЭУ-85) с предусилителем. Под воздействием  $\gamma$ -квантов непосредственно во входном окне ФЭУ инициировались сцинтилляционные вспышки малых амплитуд, которые, складываясь, приводили к появлению на выходе предусилителя постоянного напряжения на уровне нескольких вольт. Стабильность этого напряжения в течение времени измерения свидетельствовала о неизменности потока  $\gamma$ -квантов.

### 2.5.3. Результаты испытаний

Для определения оптимального давления азота внутри изолирующего объема ускорителя испытания были проведены для нескольких значений давления: 2.7, 4.0, 5.0 и 6.0 атм. Результаты измерений представлены на рисунках 2.30 – 2.33 в виде временных зависимостей напряжения (HV) и тока (Current) в цепи высоковольтного делителя.

В отсутствие  $\gamma$ -излучения для всех значений давления азота в изолирующем объеме ускорителя LENPA наблюдалось стабильное состояние высоковольтного модуля без электрических пробоев (см. рис. 2.30а, временной интервал с 4-ой по 14-ую минуту).

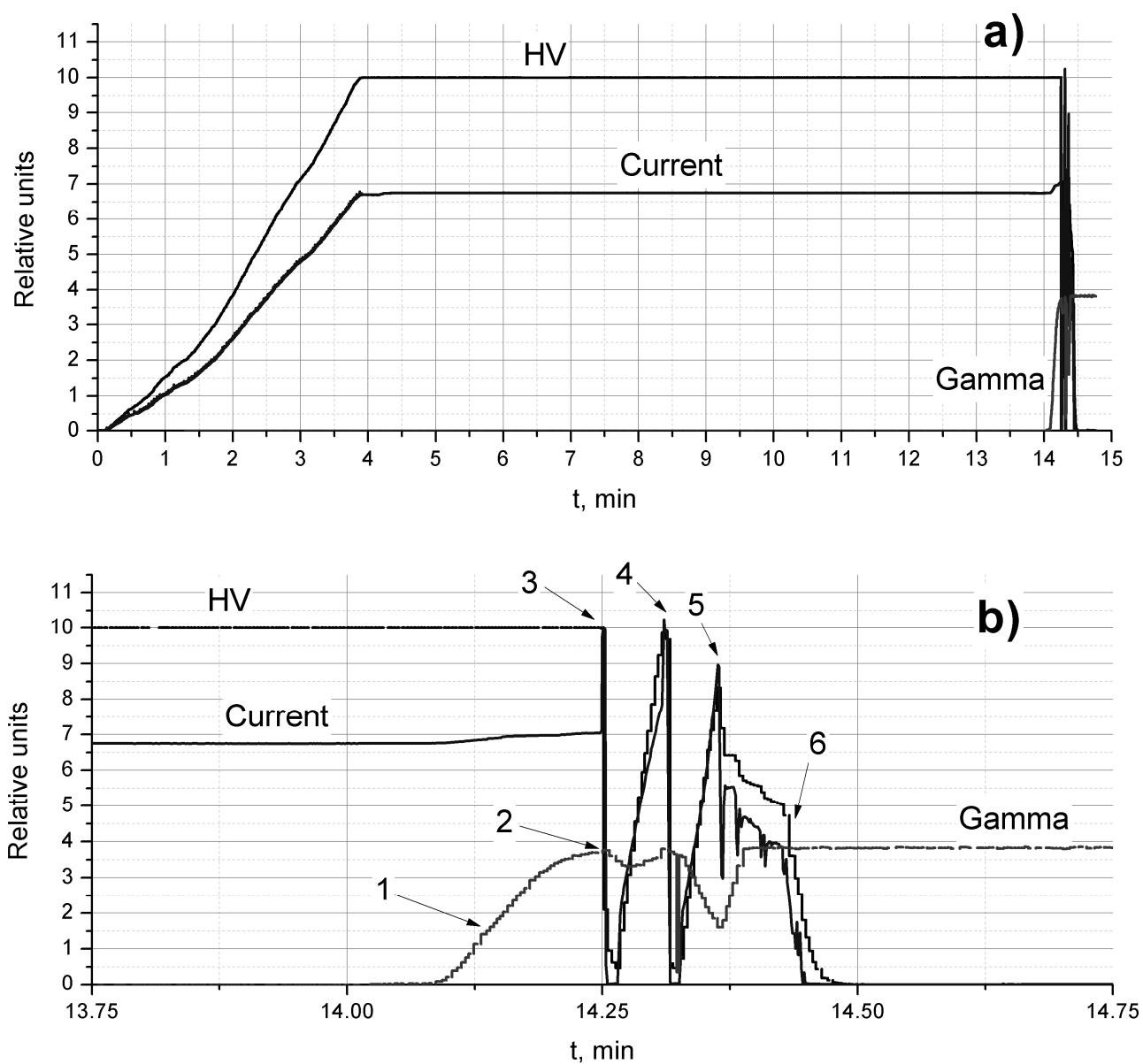


Рис. 2.30. Временной ход напряжения (HV), тока в цепи высоковольтного делителя (Current) и интенсивности  $\gamma$ -излучения (Gamma) при давлении азота в изолирующем объеме ускорителя  $P_{N_2} = 2.7$  атм. Интервал с 4-ой по 14-ую минуты (рис. 2.30а) соответствует установившемуся режиму протекания стабильного тока в цепи высоковольтного делителя при номинальном значении напряжения +100 кВ в отсутствие  $\gamma$ -излучения. На рис. 2.30б детально показаны события, происходившие после начала облучения: 1 – процесс подъема источника  $\gamma$ -излучения в рабочее положение, 2 – источник в рабочем положении, 3 – первый электрический пробой, падение напряжения и тока с последующим возвратом к номинальному значению, 4 – второй электрический пробой, 5 – третий пробой, 6 – контролируемое снижение напряжения.

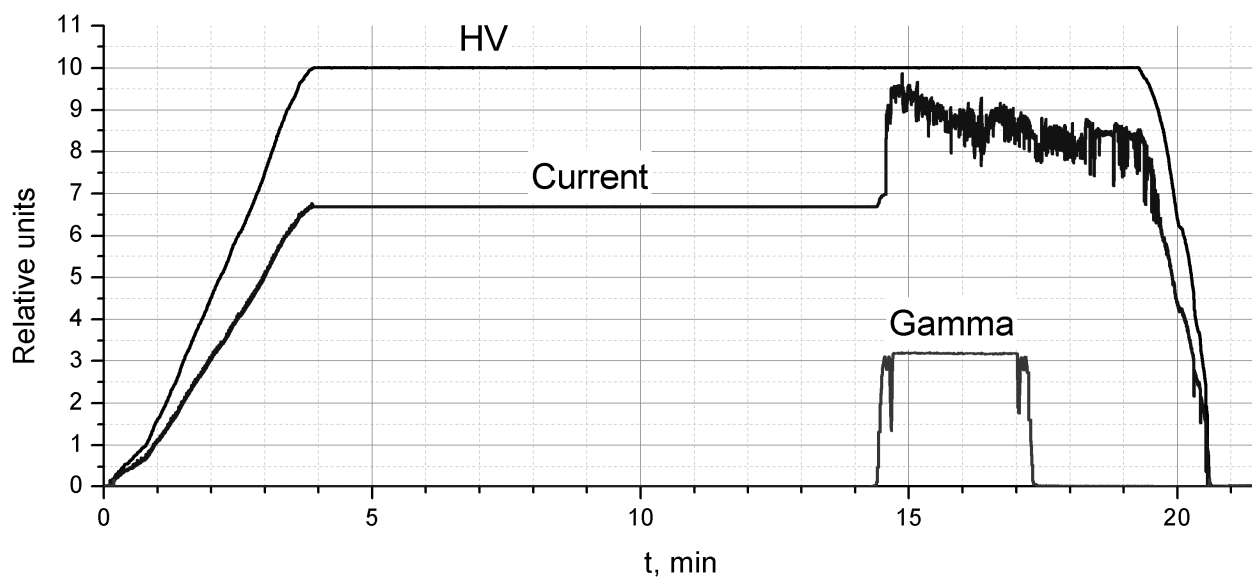


Рис. 2.31. Временной ход напряжения, тока в цепи высоковольтного делителя и интенсивности  $\gamma$ -излучения при давлении азота  $P_{N_2} = 4.0$  атм. Обозначения соответствуют рис. 2.31. После начала облучения ( $t \approx 14.5$  мин) ток в цепи высоковольтного делителя возрастает, однако напряжение остается стабильным. После прекращения облучения ( $t \geq 17.1$  мин) избыточный ток, инициированный  $\gamma$ -излучением, продолжает протекать в цепи делителя.

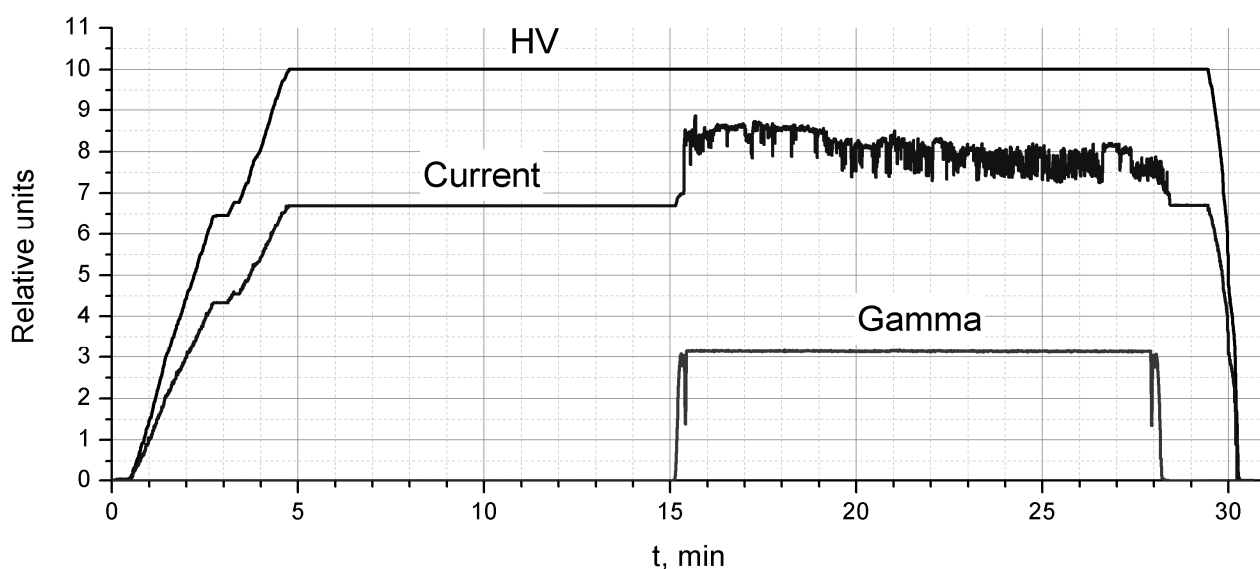


Рис. 2.32. То же, что на рис. 2.31, но при давлении азота  $P_{N_2} = 5.0$  атм.

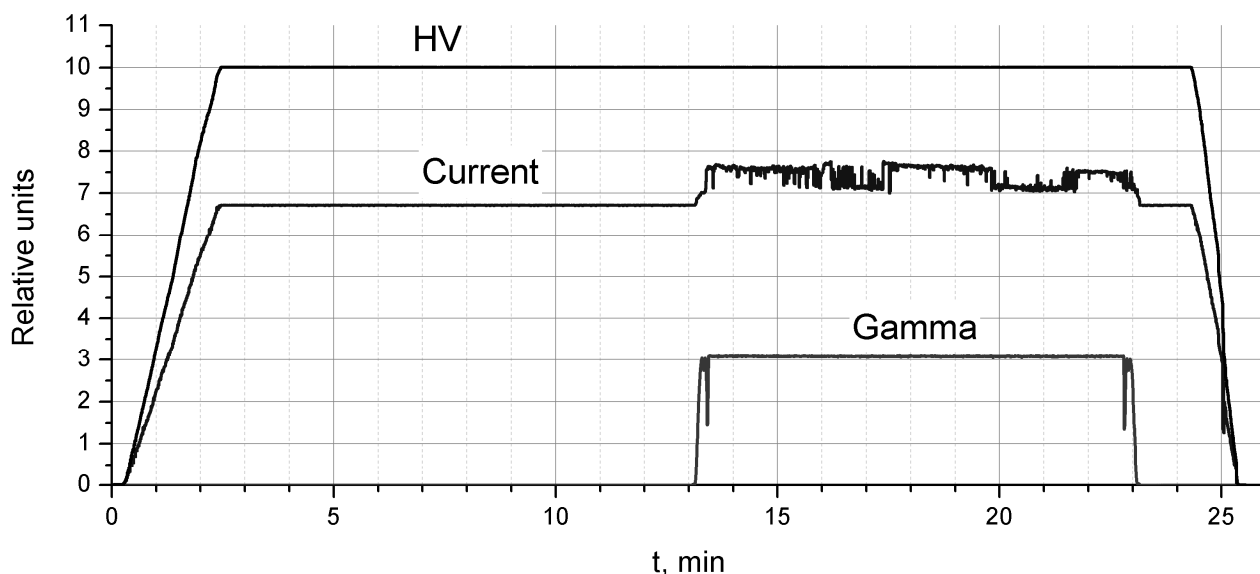


Рис. 2.33. То же, что на рис. 2.31, но при давлении азота  $P_{N_2} = 6.0$  атм

При воздействии  $\gamma$ -излучения на ускоритель анализатора LENPA были получены следующие результаты:

- При давлении азота  $P_{N_2} = 2.7$  атм наблюдались непрерывные электрические пробои (см. рис. 2.30b).
- При давлении азота  $P_{N_2} = 4.0$  атм зафиксировано отсутствие электрических пробоев и увеличение тока в цепи высоковольтного делителя на 110 мкА (рабочее значение тока делителя равно 333 мкА). После прекращения облучения инициированный  $\gamma$ -излучением ток продолжал неконтролируемо протекать в цепи делителя.
- При давлениях азота  $P_{N_2} = 5.0$  атм и 6.0 атм наблюдалось стабильное состояние высоковольтного модуля без электрических пробоев. Ток в цепи делителя, инициированный  $\gamma$ -излучением, снизился, соответственно, до значений 70 мкА и 40 мкА и прекратился после окончания облучения.

Зависимость среднего тока, инициированного  $\gamma$ -излучением, от давления азота в изолирующем объеме ускорителя показана на рисунке 2.34.



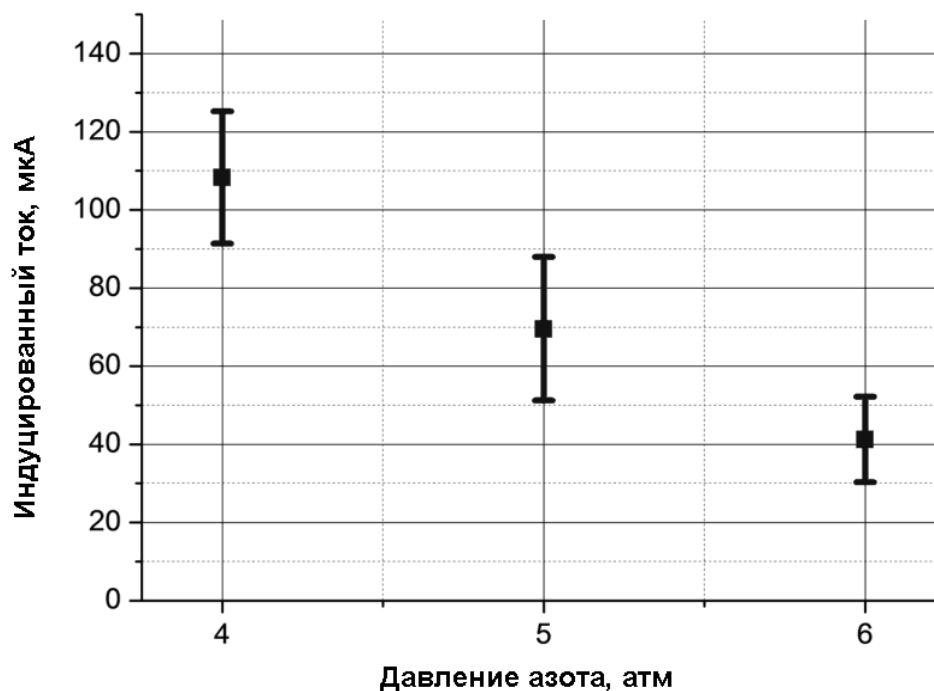


Рис. 2.34. Средний ток, инициированный  $\gamma$ -излучением в цепи высоковольтного делителя, в зависимости от давления азота в изолирующем объеме ускорителя.

Таким образом, проведенные испытания указывают на то, что для сохранения работоспособности высоковольтного модуля ускорителя LENPA в условиях интенсивного облучения  $\gamma$ -квантами ( $\leq 5 \times 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ) давление азота в изолирующем объеме ускорителя должно составлять не менее 5.0 атм. Помимо этого, для обеспечения безопасной эксплуатации высоковольтного модуля следует предусмотреть возможность автоматического отключения ускоряющего напряжения при превышении заданного уровня интенсивности  $\gamma$ -излучения ( $> 5 \times 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ).

### ГЛАВА 3. АНАЛИЗ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРАЛИЗОВАННЫХ ИОНОВ ОТДАЧИ МЭВ ЭНЕРГИЙ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ УДЕРЖАНИЯ АЛЬФА-ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ ИТЭР

Одной из основных задач диагностики плазмы в ИТЭР является измерение и контроль во времени функции распределения  $\alpha$ -частиц, появляющихся в результате слияния ядер дейтерия и трития. Именно  $\alpha$ -частицы должны обеспечить самоподдерживающееся термоядерное горение за счет торможения в плазме и передачи ей своей энергии. Однако для создания таких условий время удержания  $\alpha$ -частиц в плазме должно превышать время их замедления.

Необходимо отметить, что методов прямого измерения функции распределения  $\alpha$ -частиц в DT плазме в настоящее время не существует. Поэтому получение любой экспериментальной информации в данной области представляется весьма актуальным. В третьей главе диссертации проведен анализ использования для этой цели функций распределения быстрых частиц, измеряемых атомным анализатором HENPA в МэВ-диапазоне энергий. Речь идет о так называемых ионах отдачи [48], которые возникают в DT плазме в результате лобовых столкновений  $\alpha$ -частиц с тепловыми дейтонами и тритонами.

Вообще говоря, появление в плазме ионов надтепловых энергий возможно в результате нескольких процессов. Во-первых, это дополнительный нагрев плазмы с помощью высокочастотного электромагнитного излучения или инжекции атомных пучков. Во-вторых, это упомянутая выше передача энергии от термоядерных  $\alpha$ -частиц тепловым ионам.  $\alpha$ -частицы с энергией около 3.5 МэВ возникают в плазме как продукт основной термоядерной реакции:  $D + T \rightarrow \alpha + n$ . Они замедляются, передавая большую часть своей энергии электронам в результате множественных актов кулоновского рассеяния на малые углы. Лобовые столкновения с ионами, при которых  $\alpha$ -частицы теряют значительную часть начальной энергии, достаточно редки, однако они приводят к формированию в плазме группы быстрых ионов с максимальной энергией, близкой к энергии рождающихся  $\alpha$ -частиц.

Концентрация ионов отдачи достаточна для того, чтобы дать заметный вклад в нейтронный выход. Этот эффект был предсказан теоретически [49], [50], а затем обнаружен экспериментально в исследованиях, проводившихся на токамаке JET [51]. Наличие в DT плазме быстрых ионов отдачи было установлено по характерной форме энергетического спектра термоядерных нейтронов.

Как было отмечено во второй главе, прямые измерения функции распределения  $\alpha$ -частиц с помощью диагностики по потокам атомов на ИТЭР, по-видимому, будут неосуществимы (следует, однако, отметить, что остается возможность использования активного варианта диагностики в случае инъекции пеллет, как это было сделано в экспериментах на токамаке TFTR [52]). В то же время, энергетические спектры самих ионов отдачи дейтерия и трития непосредственно связаны с функцией распределения  $\alpha$ -частиц. Таким образом, использование атомных анализаторов дает возможность получить определенную информацию о термоядерных  $\alpha$ -частицах путем измерения потоков нейтрализованных ионов отдачи, испускаемых плазмой. Настоящая глава посвящена исследованию возможности использования диагностики по потокам атомов как инструмента для изучения удержания  $\alpha$ -частиц в плазме ИТЭР [53].

### 3.1. Численное моделирование функций распределения термоядерных $\alpha$ -частиц и быстрых ионов отдачи в плазме

Процесс замедления быстрых ионов в плазме описывается уравнением Фоккера-Планка, которое в стационарном случае записывается в виде:

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} = 0 = C_i + S_i - \frac{f_i}{\tau_{loss}}, \quad (3.1)$$

где  $f_i$  – это функция распределения ионов сорта  $i$ ,  $C_i$  – кулоновский столкновительный член уравнения, учитывающий столкновения ионов сорта  $i$  со всеми основными частицами плазмы  $j$ :  $C_i = \sum_j C_{ij}$ ,  $S_i$  – функция источника ионов сорта  $i$ . Для  $\alpha$ -частиц она определяется скоростью протекания термоядерной

реакции. В случае ионов отдачи появление источника  $S_i$  является результатом столкновений между тепловыми ионами дейтерия и трития и быстрыми  $\alpha$ -частицами. Соответствующая функция источника с учетом упругого ядерного рассеяния на  $\alpha$ -частицах и интерференции между ядерным и кулоновским рассеянием была получена в работе [54]:

$$S_i = \frac{8\pi\gamma^2 n_i}{v_i} \int_{\gamma_i}^{\infty} \left( \frac{d\sigma_c^i}{d\Omega} + \frac{d\sigma_{NI}^i}{d\Omega} \right) f_\alpha(v_\alpha) v_\alpha dv_\alpha, \quad (3.2)$$

где  $\gamma = \frac{(m_i + m_\alpha)}{2m_\alpha}$ ,  $f_\alpha(v_\alpha)$  – функция распределения замедляющихся  $\alpha$ -частиц,

получаемая из решения уравнения (3.1),  $\frac{d\sigma_c^i}{d\Omega}$  – дифференциальное сечение

кулоновского рассеяния, определяемое формулой Резерфорда, а  $\frac{d\sigma_{NI}^i}{d\Omega}$  –

дифференциальное сечение упругого ядерного рассеяния, модифицированного кулоновским взаимодействием.

Третий член в уравнении (3.1) –  $f_i/\tau_{loss}$  – моделирует любые возможные потери частиц в процессе замедления. Для упрощенной оценки при моделировании время  $\tau_{loss}$  было принято одинаковым для всех сортов ионов и не зависящим от энергии.

Расчеты функций распределения  $\alpha$ -частиц и ионов отдачи были проведены с использованием программного кода, основанного на полуаналитическом методе решения стационарного уравнения Фоккера-Планка [55]. Особенностью кода является использование точного оператора столкновений со слагаемыми, отвечающими за процессы замедления и диффузии частиц в пространстве скоростей [56]. Благодаря этому данный метод позволяет корректно описать процесс термализации частиц, сохраняя их полное число.

Функция источника для ионов отдачи дейтерия рассчитывалась с использованием экспериментальной зависимости полного сечения ядерного рассеяния  $\sigma_{NI}^D$  от энергии [57]. Следуя работе [58] и учитывая слабую угловую

зависимость дифференциального сечения  $\frac{d\sigma_{NI}^D}{d\Omega}$ , можно записать:

$$\frac{d\sigma_{NI}^D(\theta, E)}{d\Omega} = \frac{\sigma_{NI}^D(E)}{4\pi}.$$

В случае рассеяния  $\alpha$ -частиц на ионах трития соответствующее сечение рассеяния обладает сильной анизотропией, и пренебрегать угловой зависимостью нельзя. Поэтому сечение  $\frac{d\sigma_{NI}^T(\theta, E)}{d\Omega}$ , необходимое для расчета функции источника ионов отдачи трития, было получено путем вычислений на основе данных фазового анализа [58] с использованием представления Блатта-Бидденхарна для амплитуды ядерного рассеяния [59]. Для верификации вычислений было проведено сравнение с результатами аналогичного расчета, сделанного в работе [58]. При последующем решении уравнения Фоккера-Планка использовалась двумерная аппроксимация полученного сечения в координатах  $(\theta, E)$  (рис. 3.1).

На рис. 3.2 показаны результаты расчетов функции распределения термоядерных  $\alpha$ -частиц для различного времени удержания  $\tau_{loss}$ . Представленные результаты приведены в качестве примера для однородной плазмы с плотностью и температурой, близкими к соответствующим параметрам в центральной области плазмы ИТЭР:  $T_e = T_i = 20$  кэВ,  $n_e = 10^{14}$  см<sup>-3</sup>,  $n_D = n_T = n_e/2$ . Верхняя кривая на графике соответствует случаю, когда потери частиц отсутствуют. Физически это означает, что время удержания  $\alpha$ -частиц значительно превышает время их торможения, которое при энергии  $E_\alpha = 3.5$  МэВ составляет около 2 с.

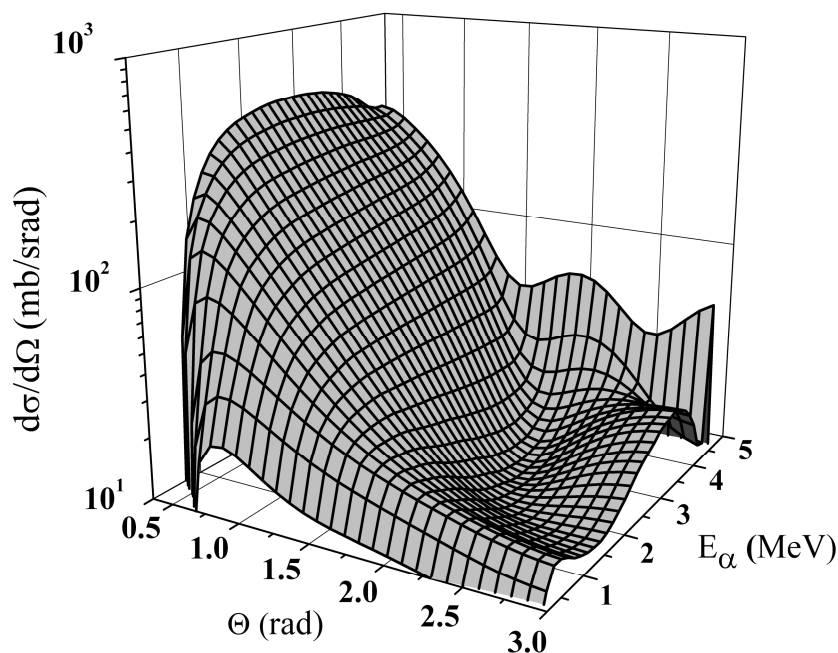


Рис. 3.1. Дифференциальное сечение упругого рассеяния  $\alpha$ -частиц на ионах трития  $\frac{d\sigma_{NI}^T(\theta, E)}{d\Omega}$  в зависимости от угла рассеяния и энергии  $\alpha$ -частиц в системе центра масс.

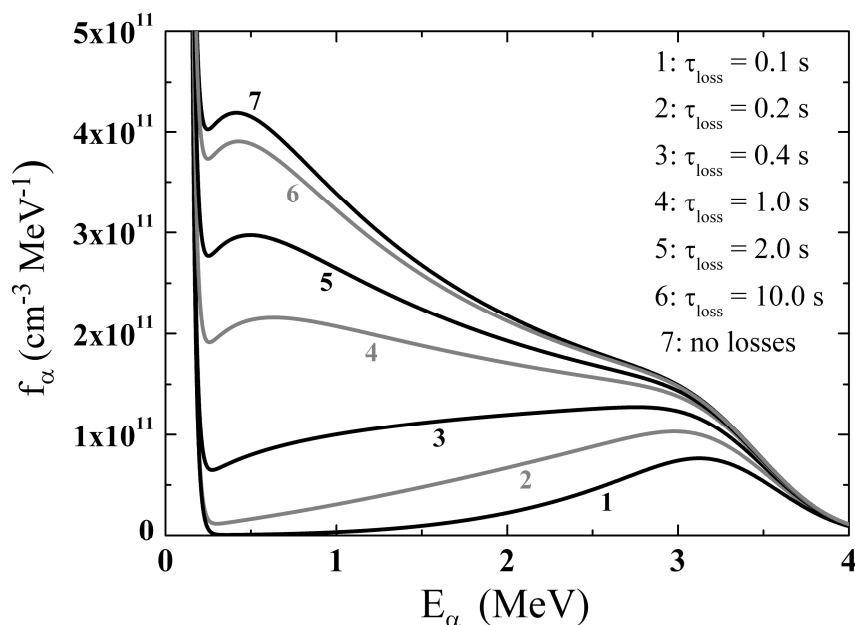


Рис. 3.2. Функции распределения термоядерных  $\alpha$ -частиц в плазме с параметрами:  $T_e = T_i = 20$  кэВ,  $n_e = 10^{14}$  см $^{-3}$ ,  $n_D = n_T = n_e/2$ . Кривые 1 – 7 соответствуют различному времени удержания  $\tau_{loss}$  от 0.1 до 10 с. Верхняя кривая приведена для случая, когда потери частиц отсутствуют.

Полученные распределения  $\alpha$ -частиц были использованы для расчета функции источника и энергетических распределений быстрых ионов отдачи, которые представлены на рис. 3.3. При низких энергиях частиц, соответствующих

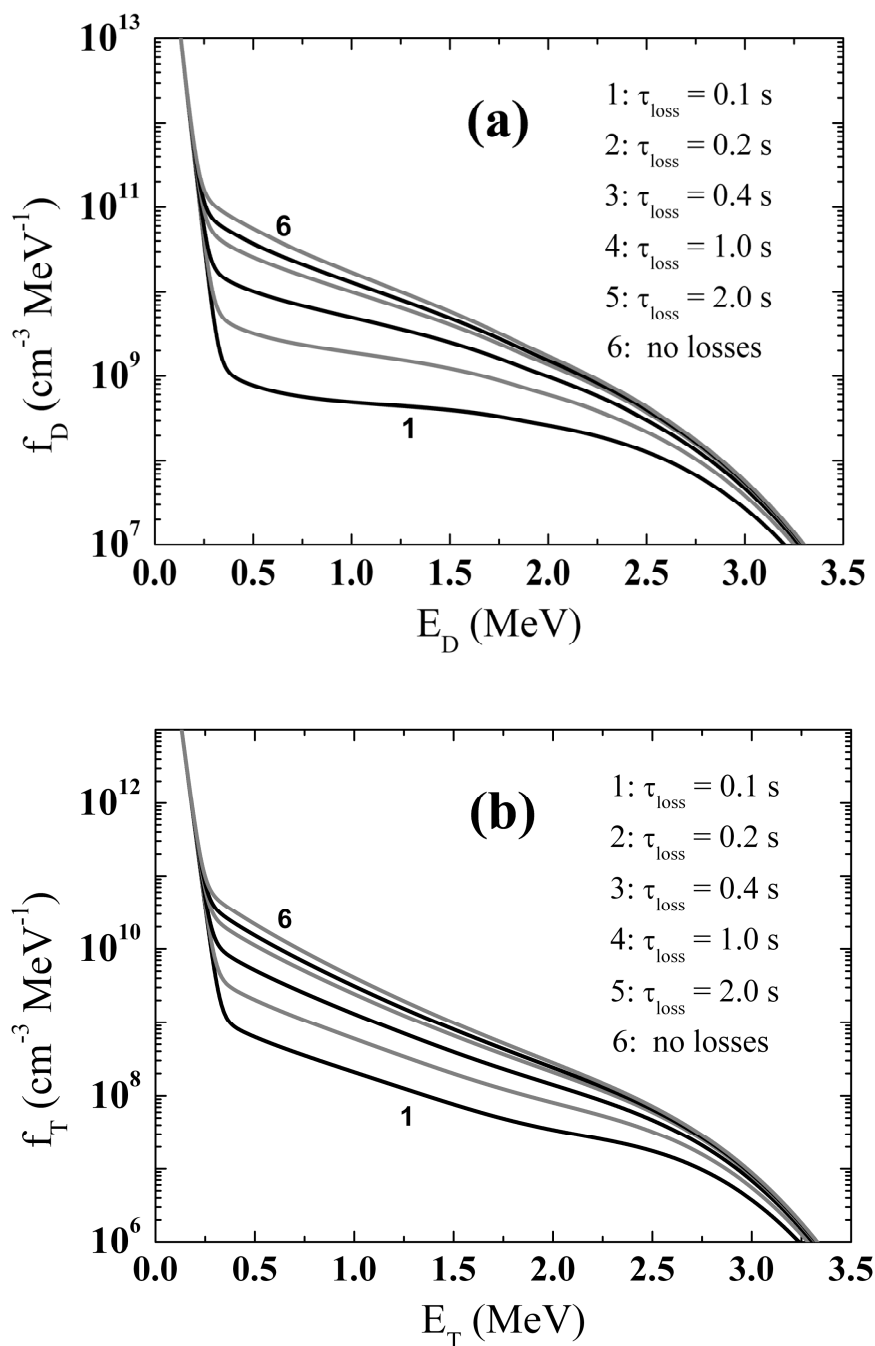


Рис. 3.3. Функции распределения быстрых ионов отдачи дейтерия (a) и трития (b) при различных значениях времени удержания  $\tau_{\text{loss}}$ . Нумерация на графиках идет от нижней кривой к верхней.

их термализации, кривые переходят в максвелловское распределение с температурой фоновой плазмы  $T_i = 20$  кэВ. Число быстрых ионов отдачи превышает соответствующее число ионов на «хвосте» максвелловского распределения при энергии  $E > 0.2$  МэВ. Вклад ионов отдачи в полную плотность ионов при времени удержания  $\tau_{loss} \geq 10$  с не превышает 0.1 % для ионов дейтерия и 0.04 % для ионов трития и падает при уменьшении времени удержания.

### 3.2. Моделирование потоков нейтрализованных ионов отдачи

Поток атомов изотопов водорода, испускаемых плазмой, формируется в результате трех процессов: резонансной перезарядки на фоновых атомах дейтерия и трития, радиационной фоторекомбинации ионов на электронах, а также захвата электрона от водородоподобных ионов примесей, присутствующих в плазме. Скорость нейтрализации ионов определяется плотностью мишеней нейтрализации  $n_k$  и сечением соответствующей реакции. Для быстрых ионов отдачи в диапазоне МэВ энергий сечение резонансной перезарядки мало по сравнению с двумя другими процессами. Основными примесями в плазме ИТЭР, определяющими скорость нейтрализации ионов, предположительно будут являться гелиевая зола (ионы  $He^+$ ), образующаяся в результате термоядерного горения, и бериллий (ионы  $Be^{3+}$ ), входящий в состав первой стенки blankets реактора. Таким образом, скорость нейтрализации быстрых ионов отдачи определяется формулой

$$\sum_k n_k \langle \sigma \rangle_k \equiv n_{He^+} \langle \sigma \rangle_{He^+}^{CX} + n_{Be^{3+}} \langle \sigma \rangle_{Be^{3+}}^{CX} + n_e \langle \sigma \rangle_{rec} \quad (3.3)$$

где  $n_{He^+}$ ,  $n_{Be^{3+}}$  – это плотность примесных ионов  $He^+$  and  $Be^{3+}$ ,  $n_e$  – электронная плотность,  $\langle \sigma \rangle_{He^+}^{CX}$ ,  $\langle \sigma \rangle_{Be^{3+}}^{CX}$  and  $\langle \sigma \rangle_{rec}$  – множители, определяющие скорость соответствующих реакций перезарядки и радиационной фоторекомбинации, задаваемые сечениями указанных процессов.

Вычисления потоков нейтрализованных ионов отдачи, регистрируемых атомным анализатором HENPA, были проведены для индуктивного режима



работы ИТЭР со следующими параметрами [60]: центральная электронная температура  $T_e(0) = 30$  кэВ, ионная температура  $T_i(0) = 24$  кэВ, плотность ионов  $n_{D+T}(0) = 8.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ , электронная плотность  $n_e(0) = 11 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ , изотопное соотношение топливных ионов  $n_D/n_T = 1$ , эффективный заряд плазмы  $Z_{eff} = 1.65$ , плотности примесных ионов  $n_{Be}/n_e(0) = 2\%$ ,  $n_{He}/n_e(0) = 7.5\%$ .

Расчетные распределения плотности водородоподобных ионов  $\text{He}^+$  и  $\text{Be}^{3+}$  в плазме ИТЭР были представлены в работе [34]. Соответствующие им зависимости скорости нейтрализации быстрых ионов от их энергии приведены на рис. 3.4. Здесь же для сравнения показана скорость нейтрализации, вызванной электронной рекомбинацией. Из рисунка видно, что для ионов трития при энергии ниже 1.5 МэВ (верхняя граница энергетического диапазона анализатора НЕНРА для трития) все рассматриваемые процессы дают сравнимый вклад в скорость нейтрализации. Однако с увеличением энергии ионов преобладающей становится реакция электронной рекомбинации. Учет этого факта может значительно упростить анализ потоков атомов дейтерия при энергии выше 1 МэВ.

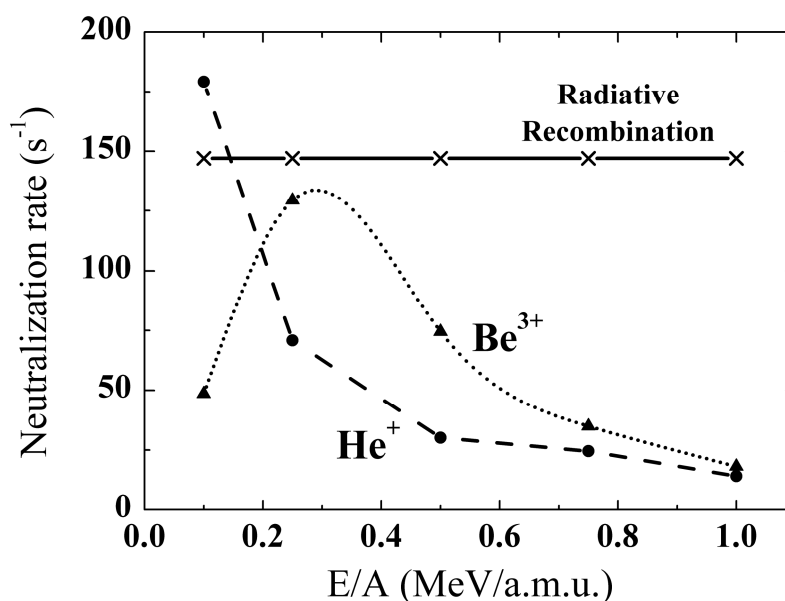


Рис. 3.4. Скорость нейтрализации быстрых ионов дейтерия и трития в плазме ИТЭР для различных процессов: захвата электрона от водородоподобных ионов примесей  $\text{He}^+$  и  $\text{Be}^{3+}$ , а также электронной рекомбинации. Значения энергии нормированы на атомную массу иона (в а. е. м.).

Анализаторы регистрируют интегральный поток атомов, излучаемых вдоль линии наблюдения диагностической системы, который определяется как:

$$\frac{d\Gamma_{D,T}}{dE} = \frac{1}{4\pi L} \int \frac{dn_{D,T}}{dE} (\sum_k n_k \langle \sigma v \rangle_k) \mu(E, l) dl, \quad (3.4)$$

где  $\frac{dn_{D,T}}{dE} \equiv f_{D,T}(E)$  – это энергетические распределения ионов дейтерия и трития, а  $\mu(E, l)$  – коэффициент ослабления потока атомов на пути из плазмы за счет ионизации электронами и ионами.

Для моделирования потоков атомов был использован код DOUBLE-MS [62]. Входными данными этого кода являются профили температуры и плотности плазмы (включая основные примеси), магнитная конфигурация плазмы, а также направление линии наблюдения диагностики. Энергетические распределения ионов отдачи считались изотропными и постоянными на каждой из заданных магнитных поверхностей.

Результаты расчета потоков атомов, возникших в результате нейтрализации ионов отдачи, при различных значениях времени удержания  $\tau_{loss}$  от 0.1 до 10 с представлены на рис. 3.5. Для определения соответствующих скоростей счета атомов, регистрируемых анализаторами, необходимо учесть, что в каждый детекторный канал попадают частицы с определенной энергией  $E$  в фиксированном энергетическом интервале  $\Delta E$ . При этом энергетическое распределение потока атомов на входе в анализатор  $\Delta J / \Delta E$  связано с числом зарегистрированных в данном канале импульсов  $N(E)$  соотношением

$$\Delta J / \Delta E = \frac{N(E)}{\Delta t \cdot \Delta E \cdot \alpha(E)},$$

где  $\alpha(E)$  – эффективность регистрации атомов с энергией  $E$ ,  $\Delta t$  – временной интервал измерения. Параметр  $\alpha(E)$  определяется эффективностью ионизации атомов в углеродной мишени и геометрической прозрачностью диспергирующей системы анализатора, т.е. отношением числа ионов с данной энергией  $E$  на

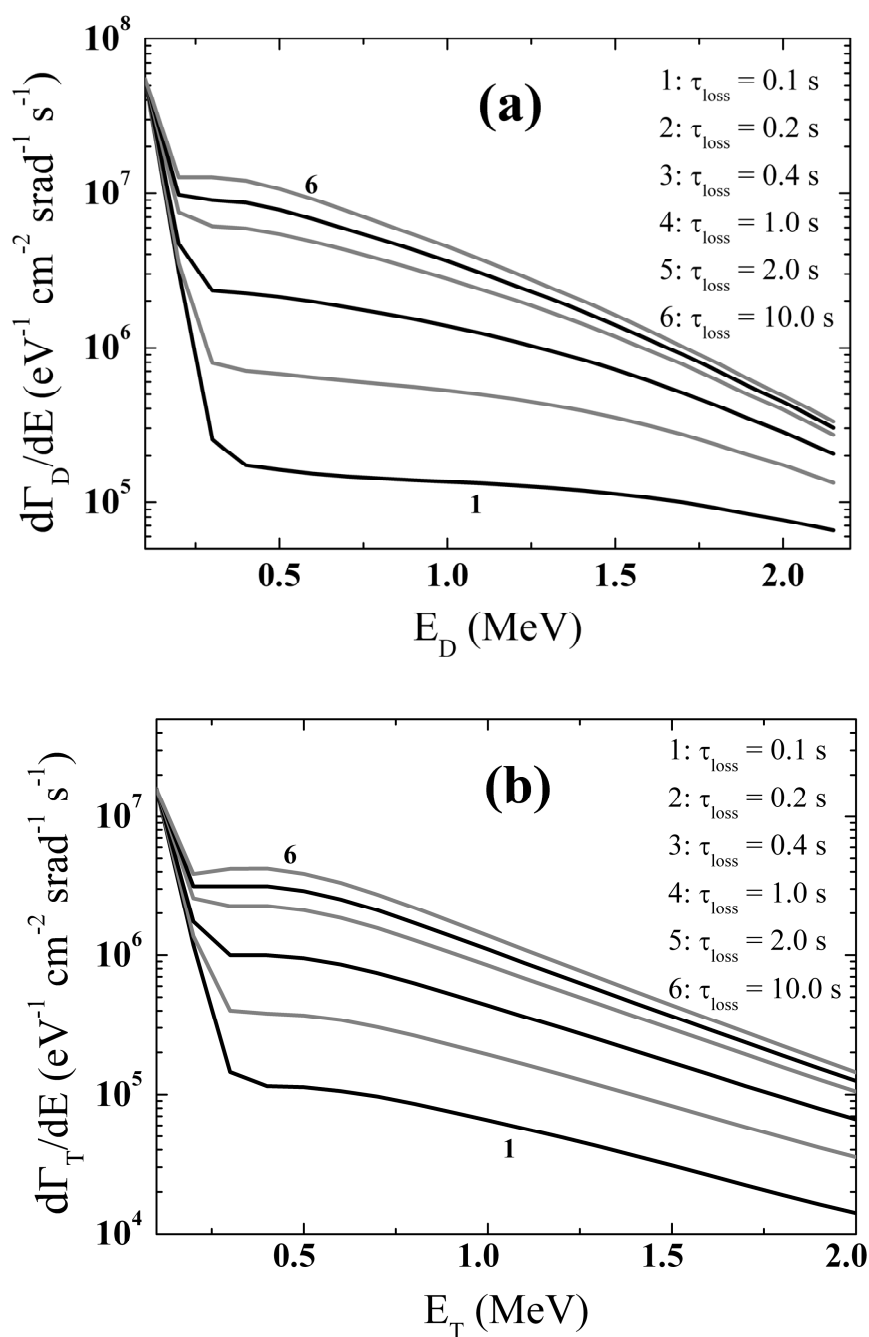


Рис. 3.5. Поток нейтрализованных ионов отдачи дейтерия (а) и трития (б) при различных значениях времени удержания  $\tau_{\text{loss}}$ .

выходе из мишени к числу ионов, зарегистрированных в соответствующем детекторном канале. Экспериментальное определение эффективности регистрации анализаторов должно осуществляться при калибровке приборов на пучке атомов. Для представленных расчетов геометрическая прозрачность атомных анализаторов LENPA и HENPA была рассчитана на основе моделирования траекторий ионов при прохождении через электромагнитные

системы приборов. Полученные кривые эффективности  $\alpha(E)$  приведены на рис. 3.6.

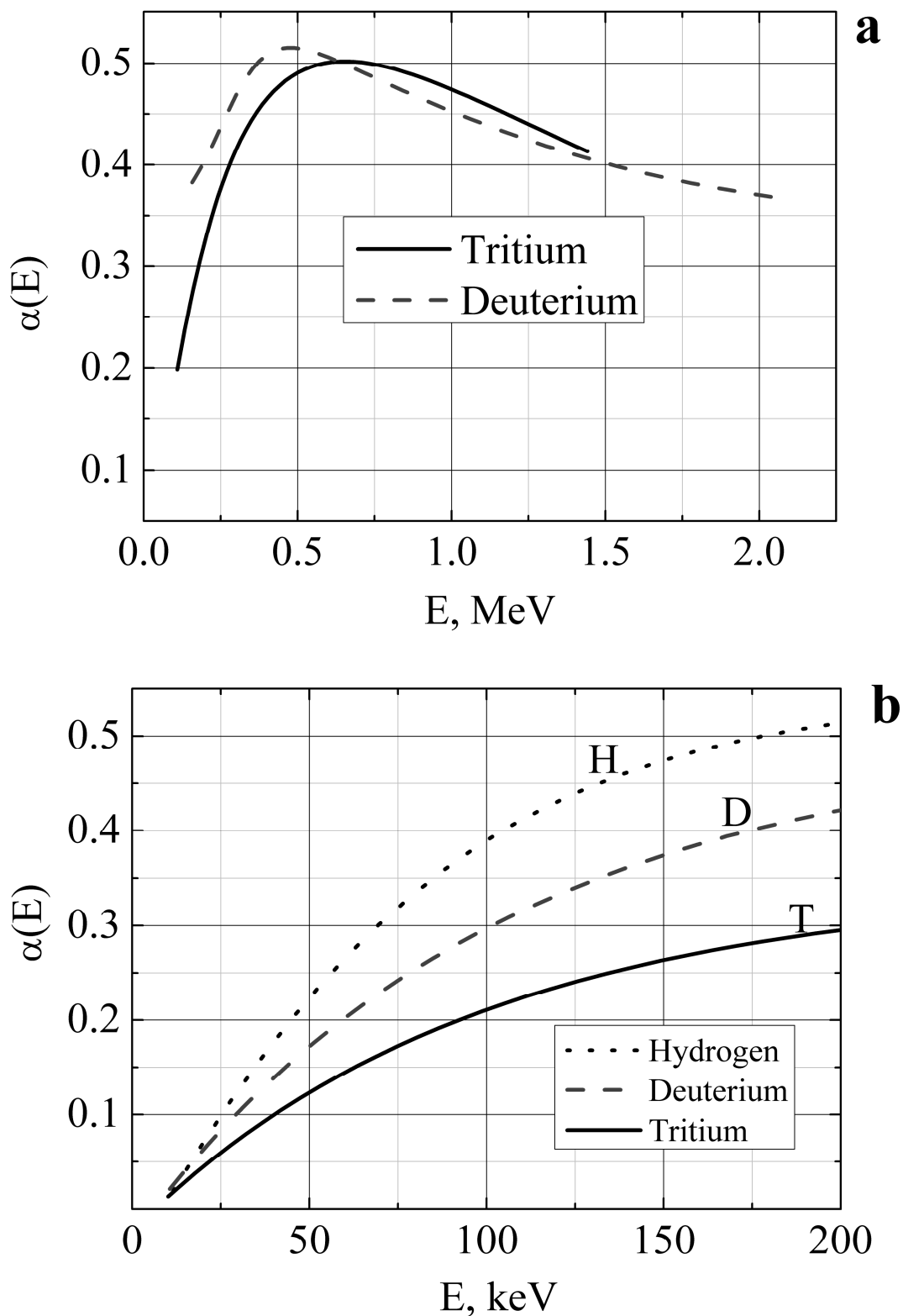


Рис. 3.6. Эффективность регистрации атомов для анализаторов HENPA (a) и LENPA (b).

Моделирование показывает, что интенсивность потока нейтрализованных ионов отдачи оказывается достаточной для их регистрации анализатором HENPA. Ожидаемые скорости счета в детекторных каналах анализатора показаны на рис. 3.7. Здесь же приведены оценки фоновой скорости счета, определяемой

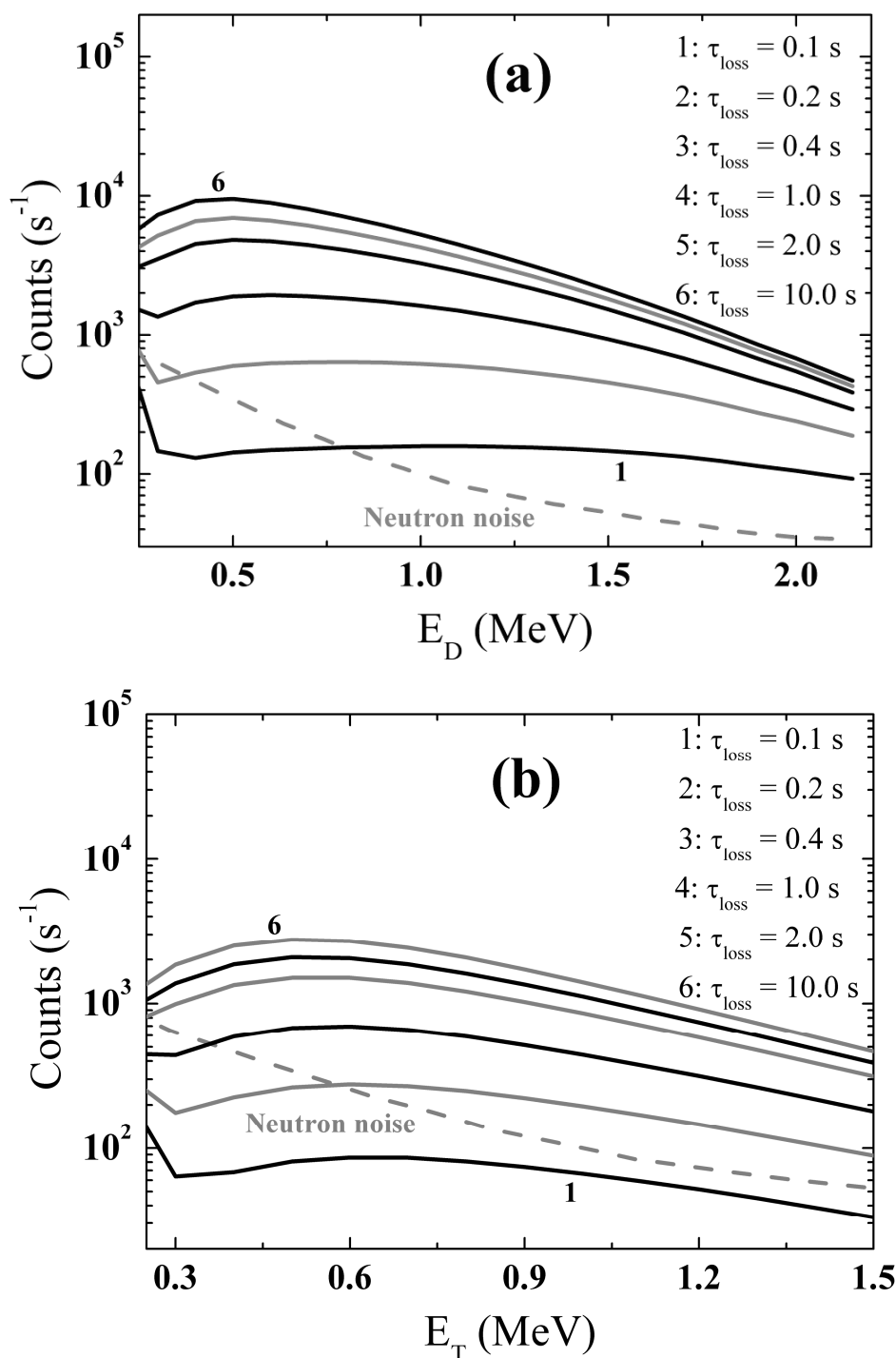


Рис. 3.7. Скорости счета атомов дейтерия (a) и трития (b) для анализатора HENPA при различных значениях времени удержания  $\tau_{loss}$ . Штриховой линией показана скорость счета фоновых импульсов, вызванных нейтронным и  $\gamma$ -излучением.

нейтронным и  $\gamma$ -излучениями, сопровождающими процесс термоядерного синтеза. Эти оценки получены на основе данных по измерению фоновой чувствительности детекторов атомных анализаторов (см. раздел 2.2.4). Следует отметить, что на графиках рис. 3.7 не учитывается вклад в скорость счета быстрых ионов нагревных пучков атомов дейтерия, инжектируемых в плазму (два пучка с энергией инжекции 1 МэВ и суммарной мощностью 33 МВт). Влияние нагревных пучков будет рассмотрено в следующей главе диссертации.

### 3.3. Анализ полученных результатов

Из представленных данных следует, что изменение времени удержания быстрых ионов  $\tau_{loss}$  оказывает влияние как на энергетическую зависимость, так и на абсолютную величину потока атомов. С уменьшением времени  $\tau_{loss}$  интенсивность потока нейтрализованных ионов отдачи падает, а энергетическая зависимость потока становится более пологой. В случае трития анализ этой зависимости представляется наиболее удобным: при энергии атомов выше 0.6 МэВ функция  $f(E) = \ln\left(\frac{1}{\sqrt{E}} \frac{d\Gamma_T}{dE}\right)$  описывается линейной зависимостью (см. рис. 3.8). Это позволяет ввести эффективную температуру  $T_{eff}$  “хвоста” распределения, характеризующую эффективность удержания быстрых ионов в плазме, что иллюстрируется рис. 3.9. Вертикальные “усы” отображают возможную статистическую погрешность определения величины  $T_{eff}$  в предположении, что временной интервал, в течение которого проводится измерение, составляет 1 с.

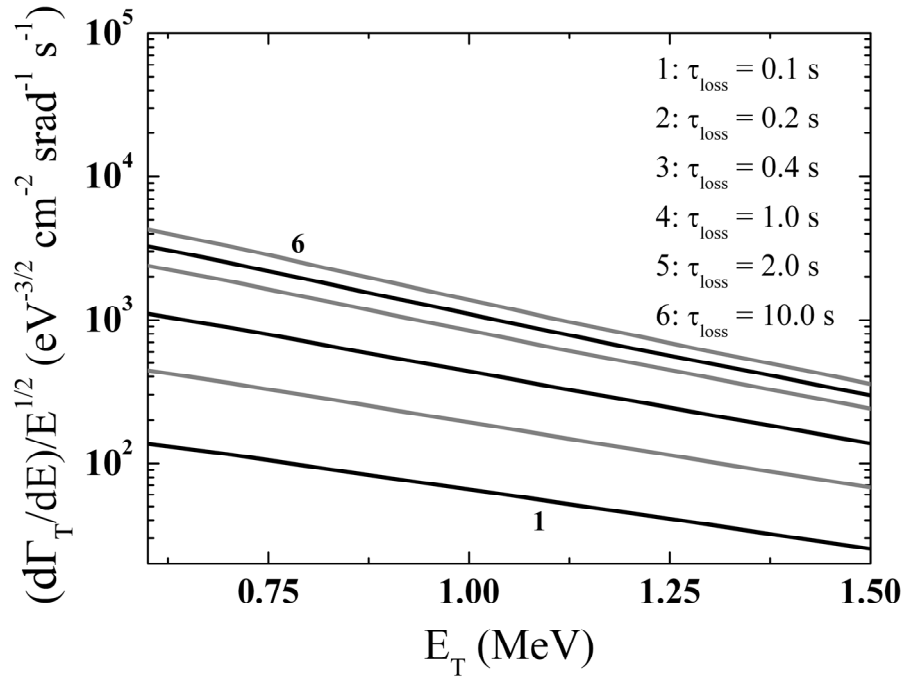


Рис. 3.8. Функция  $f_T(E) = \ln\left(\frac{1}{\sqrt{E}} \frac{d\Gamma_T}{dE}\right)$  в зависимости от энергии атомов трития.

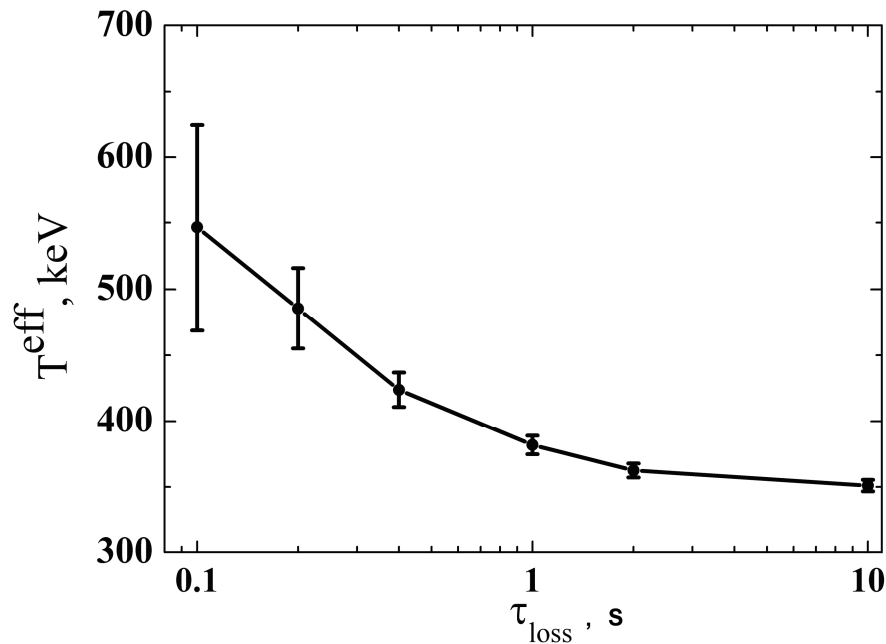


Рис. 3.9. Эффективная температура  $T_{eff}$  распределения  $f_T(E)$  как функция времени удержания быстрых ионов  $\tau_{loss}$ .

Возможности этого метода оценки времени  $\tau_{loss}$  ограничиваются двумя факторами. При малых значениях  $\tau_{loss}$  падает интенсивность потока быстрых атомов, и влияние фонового излучения становится существенным даже при

высоких энергиях частиц. Для  $\tau_{loss} = 0.1$  с фоновая скорость счета при  $E > 0.9$  МэВ превышает скорость счета атомов трития  $\sim$  в 1.5 раза (см. рис. 3.7 b). В этом случае выделение полезного сигнала будет возможно только благодаря использованию спектрометрических детекторов. Вторым ограничивающим фактором является при относительно высоких значениях  $\tau_{loss}$ . Поскольку классическое время замедления быстрых ионов в плазме с рассматриваемыми параметрами составляет порядка нескольких секунд, разница в значениях  $T_{eff}$  в диапазоне  $\tau_{loss} \sim 1 - 2$  с и выше практически отсутствует. Тем не менее, несмотря на указанные факторы, можно уверенно различить области “плохого” (десятые доли секунд) и “хорошего” (порядка нескольких секунд) удержания быстрых ионов.

Аналогичные заключения могут быть сделаны из анализа потока нейтрализованных ионов отдачи дейтерия. В этом случае для рассмотрения следует выбирать энергетический диапазон, находящийся выше энергии инжектируемых нагревного пучков:  $E > 1$  МэВ. Скорость счета полезного сигнала здесь значительно превышает фоновую скорость счета, а статистическая ошибка, вызванная низкой интенсивностью потока атомов при малых значениях  $\tau_{loss}$ , может быть компенсирована увеличением времени измерения. Зависимость формы энергетических спектров атомов дейтерия от времени удержания  $\tau_{loss}$  выражена более сильно, чем в случае спектров атомов трития. Дополнительная трудность, однако, заключается в том, что функция  $f(E) = \ln\left(\frac{1}{\sqrt{E}} \frac{d\Gamma_D}{dE}\right)$  оказывается нелинейной, что усложняет её анализ.

Ещё одна возможность изучения удержания быстрых ионов и термоядерных  $\alpha$ -частиц связана с абсолютными измерениями потоков атомов отдачи. При этом используется явление возрастания интенсивности потоков с увеличением времени  $\tau_{loss}$ . Уменьшить статистическую ошибку измерения можно путем интегрирования измеряемых потоков в выбранном энергетическом диапазоне. Данный подход иллюстрируется рис. 3.10: для каждой точки на графике произведено суммирование скоростей счета атомов дейтерия при энергиях



$E > 1.2$  МэВ. Следует отметить, что абсолютные измерения потоков быстрых атомов должны сопровождаться моделированием, для которого необходимо привлечение дополнительных данных, таких как профили электронной температуры и плотности плазмы. Указанные параметры могут быть получены, например, с помощью диагностики томсоновского рассеяния.

Таким образом, проведенные расчеты показывают, что измерение потоков нейтрализованных ионов отдачи дейтерия и трития может дать информацию об эффективности удержания быстрых ионов и, в частности, термоядерных  $\alpha$ -частиц в плазме ИТЭР. Анализ формы энергетических распределений может быть использован для количественной оценки времени удержания быстрых частиц. Абсолютные измерения потоков атомов отдачи позволяют реализовать оперативный контроль режима горения плазмы, поскольку абсолютная величина потока напрямую зависит от скорости термоядерной реакции и времени удержания  $\alpha$ -частиц.

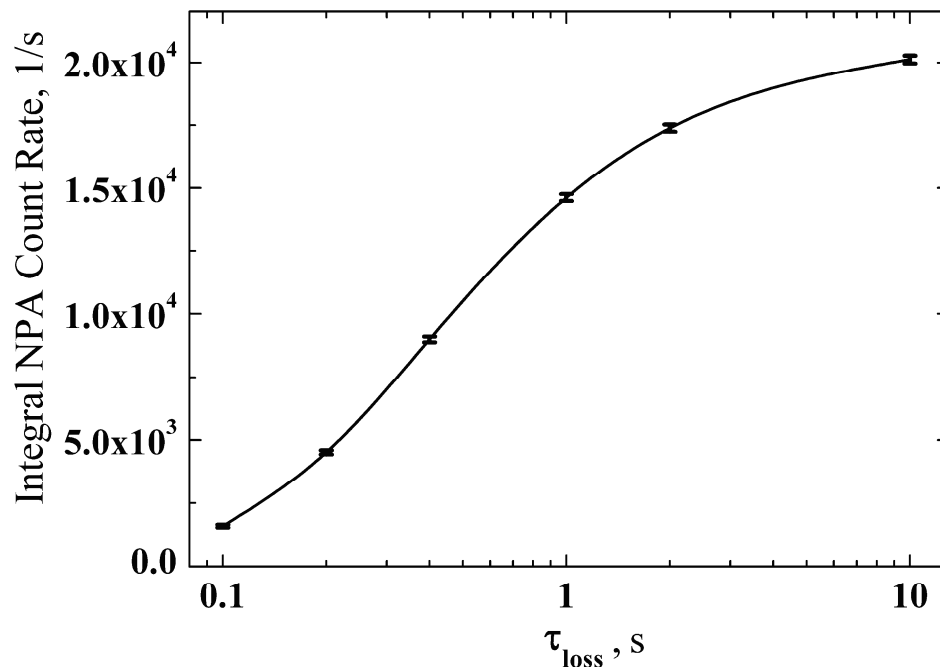


Рис. 3.10. Суммарная скорость счета атомов дейтерия в энергетическом интервале от 1.2 до 2.2 МэВ в зависимости от времени удержания быстрых ионов  $\tau_{loss}$ .

## ГЛАВА 4. ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ИЗОТОПНОГО СООТНОШЕНИЯ ИОНОВ ДЕЙТЕРИЯ И ТРИТИЯ ПО ПОТОКАМ АТОМОВ В РАБОЧИХ СЦЕНАРИЯХ ТОКАМАКА ИТЭР

Функционирование токамака-реактора ИТЭР на дейтерий-тритиевой фазе экспериментов предполагает последовательную реализацию различных сценариев работы с переходом от индуктивного к стационарному режиму горения плазмы [61]. Основные параметры этих режимов указаны в таблице 3 [60]. Поскольку возможность индуктивного поддержания тока ограничена во времени, индуктивный режим является импульсным. Время протекания квазистационарной термоядерной реакции в этом случае будет составлять  $\sim 400$  с. Промежуточным этапом станет гибридный сценарий с продолжительностью разряда  $\geq 1000$  с. Обеспечение стационарного режима горения возможно при генерации тока плазмы исключительно неиндуктивными методами: полный ток при этом складывается из бутстреп-тока и токов увлечения, возникающих при высокочастотном нагреве и инжекции нейтральных пучков. Для обеспечения энергетического выхода  $Q \geq 5$  при доступной мощности дополнительного нагрева ток плазмы в стационарном режиме понижается до 9 МА. Это обстоятельство, а также формирование внутреннего транспортного барьера и увеличение градиента плотности обеспечивает повышение доли бутстреп-тока в полном токе плазмы.

Для зажигания термоядерной плазмы и перехода в режим улучшенного удержания с положительным выходом энергии в токамаке ИТЭР будут применяться мощные источники дополнительного нагрева. Одним из основных средств нагрева плазмы, помимо высокочастотного нагрева, должна стать инжекция пучков нейтральных атомов. Планируется, что на дейтерий-тритиевой фазе эксперимента номинальная мощность инжекции составит 33 МВт, а максимально возможная – 50 МВт, обеспечивая до 45 % от полной мощности, вводимой в плазму [63]. Кроме того, генерация тока увлечения, возникающего при инжекции атомарных пучков, станет одним из средств поддержания

неиндукционного тока в плазме в стационарном режиме работы реактора. Таким образом, при анализе условий и возможностей измерения изотопного соотношения с использованием атомных анализаторов необходимо учитывать, что инжекция мощных нейтральных пучков может существенным образом повлиять на потоки атомов, испускаемых плазмой.

Таблица 3. Параметры основных рабочих режимов токамака ИТЭР [61]

|   | Индуктивный режим | Стационарный режим |
|---|-------------------|--------------------|
| Большой радиус плазмы R, (м)                                  | 6.2               | 6.2                |
| Малый радиус плазмы a, (м)                                    | 2                 | 2                  |
| Тороидальное магнитное поле $B_T$ , (Т)                       | 5.3               | 5.3                |
| Ток плазмы $I_p$ , (МА)                                       | 15.0              | 9.0                |
| Мощность термоядерной реакции $P_{FUS}$ , МВт                 | 500               | 275                |
| Мощность нейтральной инжекции $P_{NBI}$ , МВт                 | 33                | 33                 |
| Мощность ВЧ нагрева $P_{RF}$ , МВт                            | 17                | 22                 |
| $Q = P_{fus}/(P_{NBI}+P_{RF})$                                | 10                | 5                  |
| Ионная плотность $n_{D+T}(0)$ , ( $10^{19} \text{ м}^{-3}$ )  | 8.5               | 5.0                |
| Электронная плотность $n_e(0)$ , ( $10^{19} \text{ м}^{-3}$ ) | 11                | 7.2                |
| Ионная температура $T_i(0)$ , кэВ                             | 24                | 31                 |
| Электронная температура $T_e(0)$ , кэВ                        | 27                | 34                 |
| Эффективный заряд $Z_{eff}$                                   | 1.65              | 1.67               |
| Содержание примеси $n_{Be}/n_e(0)$ , %                        | 2                 | 2                  |

Ещё одной особенностью работы реактора ИТЭР станет применение инжекции дейтериево-тритиевых пеллет в качестве основного метода обеспечения центральной области плазмы термоядерным топливом. Учитывая высокую плотность плазмы ИТЭР, данный способ более эффективен в сравнении с газонапуском, и его применение обусловлено необходимостью достижения требуемого энергетического выхода реакции [64]. Самосогласованный расчет

скорости испарения пеллеты и эволюции окружающих её облаков нейтрального и ионизованного газа представляет собой сложную задачу. В настоящее время разработаны модели, позволяющие описать процессы испарения и проникновения пеллет в плазму. Определение изменения профилей температуры и плотности плазмы после инъекции пеллеты позволит оптимизировать процесс подпитки термоядерной плазмы топливом. Однако результаты расчетов существенно зависят от теоретических предположений, в частности, от того, в какой степени учитывается дрейф плазменного облака, возникающий в неоднородном магнитном поле токамака и направленный в сторону большого радиуса плазмы [65]. В связи с этим встает вопрос о том, сможет ли диагностика по потокам атомов представить экспериментальную информацию в подтверждение конкретной теоретической модели указанного дрейфа. Для этого необходимо определить, каким образом отразятся изменения температуры и плотности плазмы, сопровождающие инъекцию пеллеты, на величине потока атомов, испускаемых плазмой.

#### 4.1. Моделирование энергетических спектров атомов перезарядки с учетом инъекции нейтральных пучков

Инъекция интенсивных пучков быстрых атомов приведет к появлению в плазме ИТЭР группы высокоэнергичных замедляющихся ионов. Следствием этого станет видоизменение энергетических функций распределения как быстрых ионов отдачи, так и тепловых ионов, а также соответствующих им спектров атомов перезарядки, излучаемых плазмой. В результате часть рабочего энергетического диапазона анализаторов потоков атомов может стать недоступной для измерения изотопного соотношения топливных ионов. Для оценки величины этого эффекта было проведено численное моделирование [66], результаты которого представлены ниже.

#### 4.1.1. Система нейтральной инжекции на токамаке ИТЭР

Проект системы нейтральной инжекции реактора ИТЭР включает в себя три инжектора (см. рис. 4.1), два из которых будут использоваться для формирования нагревных пучков дейтерия (мощность каждого – 16.7 МВт, энергия атомов – 1 МэВ), а третий – для водородного диагностического пучка (максимальная мощность – 3.6 МВт, энергия атомов – 100 кэВ) [61]. Кроме этого, зарезервировано место для третьего нагревного пучка, который может быть установлен для увеличения вводимой в плазму мощности до 50 МВт. Высокая энергия инжектируемых атомов ведет к необходимости использования источников отрицательных ионов, что позволяет повысить эффективность нейтрализации до  $\sim 60\%$  [67]. Инжекция нагревных пучков производится в тангенциальном направлении, в диапазоне углов от  $2.268^\circ$  до  $3.331^\circ$  к средней плоскости токамака. Диагностический пучок, первоначально ориентированный

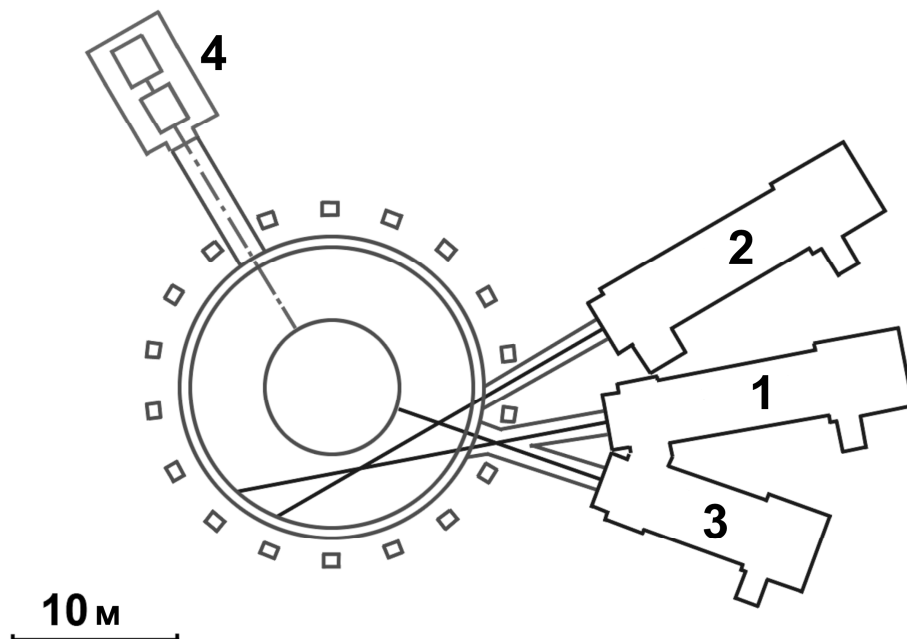


Рис. 4.1. Схема размещения нагревных (1, 2) и диагностического (3) инжекторов на ИТЭР. Также показано положение анализаторов атомов перезарядки (4).

строго в радиальном направлении, в настоящее время повернут относительно него на угол  $6^0$ . Этим достигается уменьшение потерь, возникающих в результате захвата и последующего дрейфа частиц пучка в локальных гофрах магнитного поля [68].

#### 4.1.2. Моделирование функции распределения быстрых ионов в плазме

Для расчета функции распределения быстрых ионов, возникающих в плазме при инжекции атомарных пучков дейтерия и водорода, был применен описанный в главе 3 программный код, основанный на полуаналитическом методе решения уравнения Фоккера-Планка. Источником быстрых ионов теперь является инжектируемый в плазму моноэнергетический пучок атомов, поэтому функция источника ионов в уравнении Фоккера-Планка записывается в следующем виде:

$$S(u, \zeta) = \frac{S_0}{2\pi v_c^3} \frac{1}{u^2} \delta(u - u_0) Z(\zeta),$$

где  $S_0$  – интенсивность источника, определяемая мощностью инжекции и эффективностью ионизации атомов пучка в плазме,  $u_0 = v_0/v_c$  – безразмерная скорость инжекции [55],  $v_c = (m_e/m_i)^{1/3} v_{Te}$ , где  $m_e$  – масса электрона,  $m_i$  – масса иона рассматриваемого сорта, т.е. протона или дейтрона,  $v_{Te} = \sqrt{2T_e/m_e}$  – тепловая скорость электронов фоновой плазмы при электронной температуре  $T_e$ ;  $\delta(u-u_0)$  обозначает дельта-функцию,  $\zeta = \cos\theta$  – косинус питч-угла, а  $Z(\zeta)$  – нормированное на единицу локальное угловое распределение источника. Для расчета пространственного распределения источника быстрых ионов вводимые в плазму пучки аппроксимировались конечным числом лучей инжекции с токами, соответствующими распределению плотности тока инжекции в поперечном сечении пучка. Наглядный результат этой аппроксимации приведен на рис. 4.2. Распределение источника быстрых ионов по питч-углу рассчитывалось с учетом конфигурации магнитного поля ИТЭР.

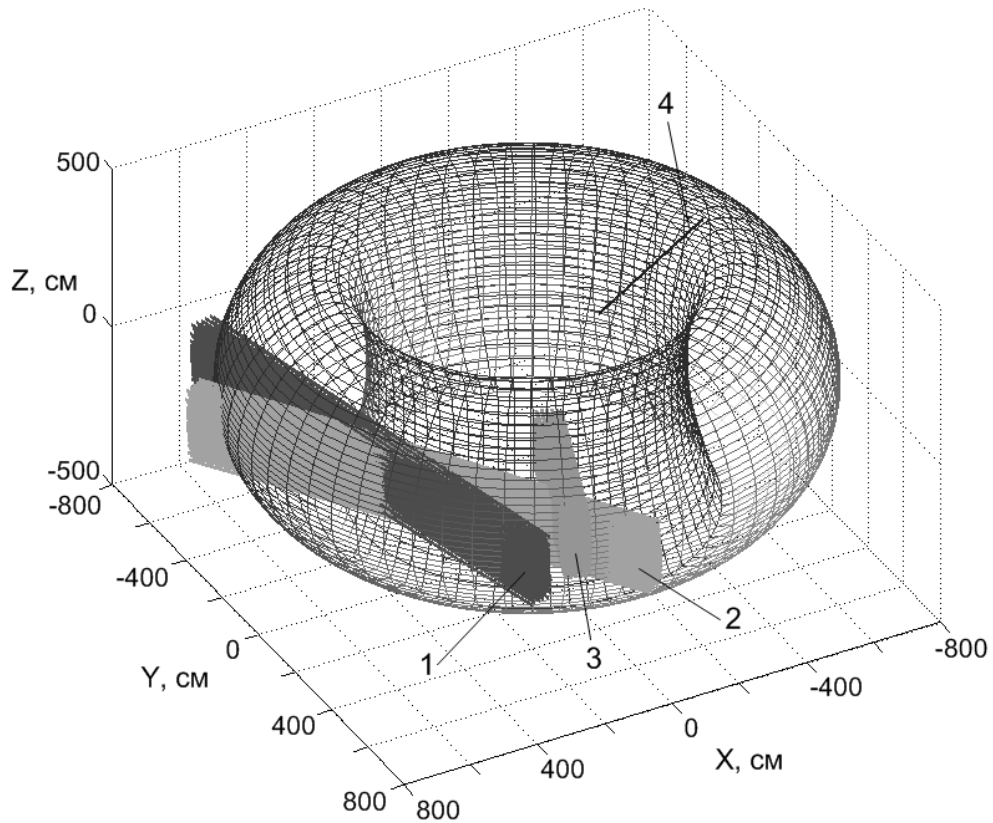


Рис. 4.2. Пространственная аппроксимация геометрии нейтральных пучков. Каждый пучок аппроксимируется набором лучей инжекции с токами, соответствующими распределению плотности тока по сечению пучка. 1, 2 – нагревные пучки, 3 – диагностический пучок, 4 – направление линии наблюдения анализаторов.

Моделирование проводилось как для индуктивного, так и для стационарного режима работы реактора. Условия нейтрализации ионов и выхода атомов из плазменного объема для этих режимов различны: стационарному режиму соответствует более высокая температура и меньшая плотность плазмы. Используемые в расчетах профили плотности и температуры плазмы для обоих режимов показаны на рис. 4.3.

На рис. 4.4 в качестве примера представлены результаты расчетов функции распределения ионов нагревных и диагностического пучков на выбранных магнитных поверхностях в индуктивном режиме работы ИТЭР. Из рисунков

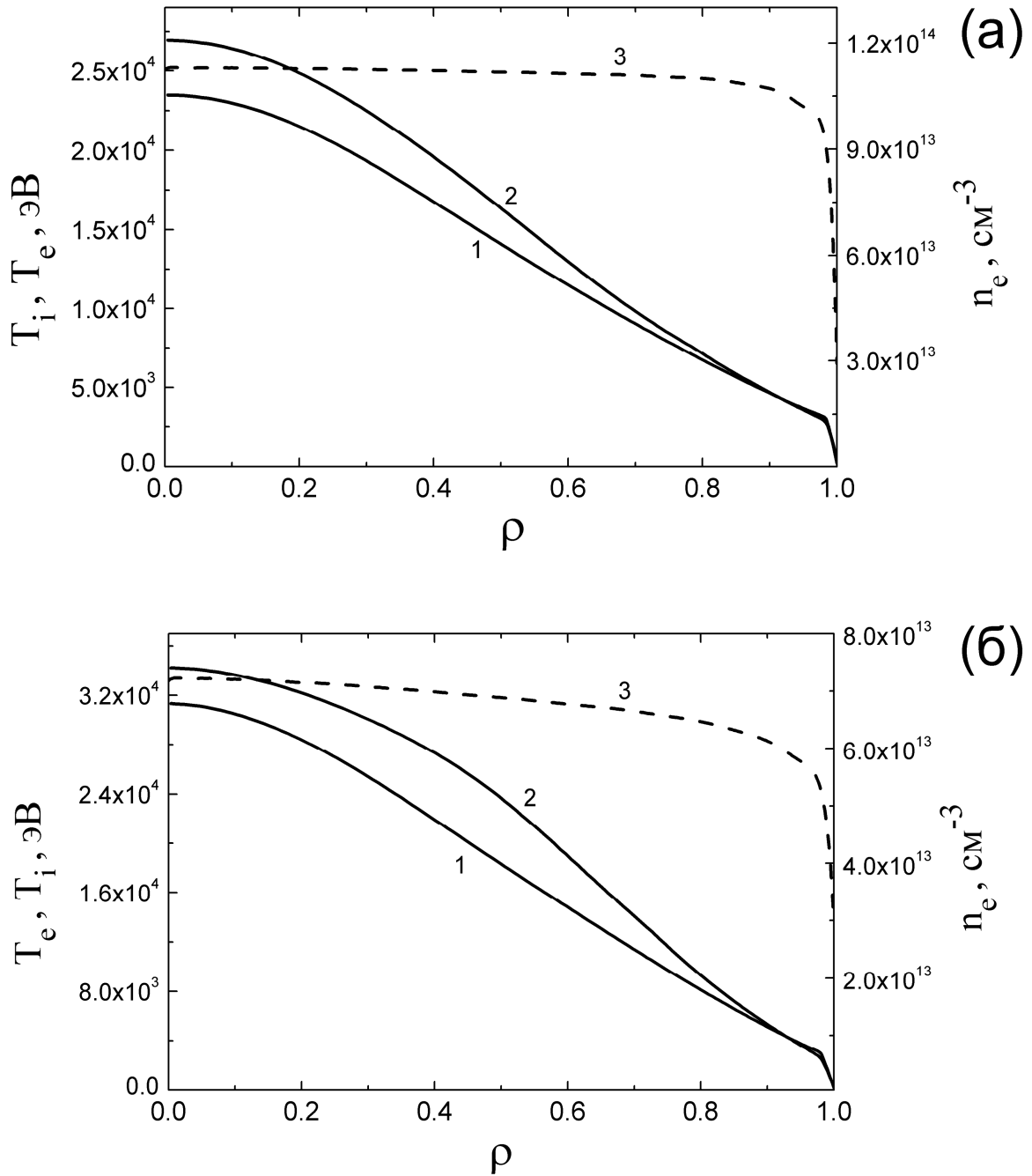


Рис. 4.3. Температура и плотность плазмы в зависимости от эффективного радиуса: (а) – индуктивный режим, (б) – стационарный режим. 1 – ионная температура, 2 – электронная температура, 3 – электронная плотность. Эффективный радиус  $\rho$  является меткой магнитной поверхности и определяется полоидальным магнитным потоком  $\Psi$ :  $\rho = \sqrt{\frac{\Psi - \Psi_{axis}}{\Psi_{LCFS} - \Psi_{axis}}}$ , где  $\Psi_{axis}$  и  $\Psi_{LCFS}$  – полоидальные магнитные потоки на оси и последней замкнутой магнитной поверхности соответственно.



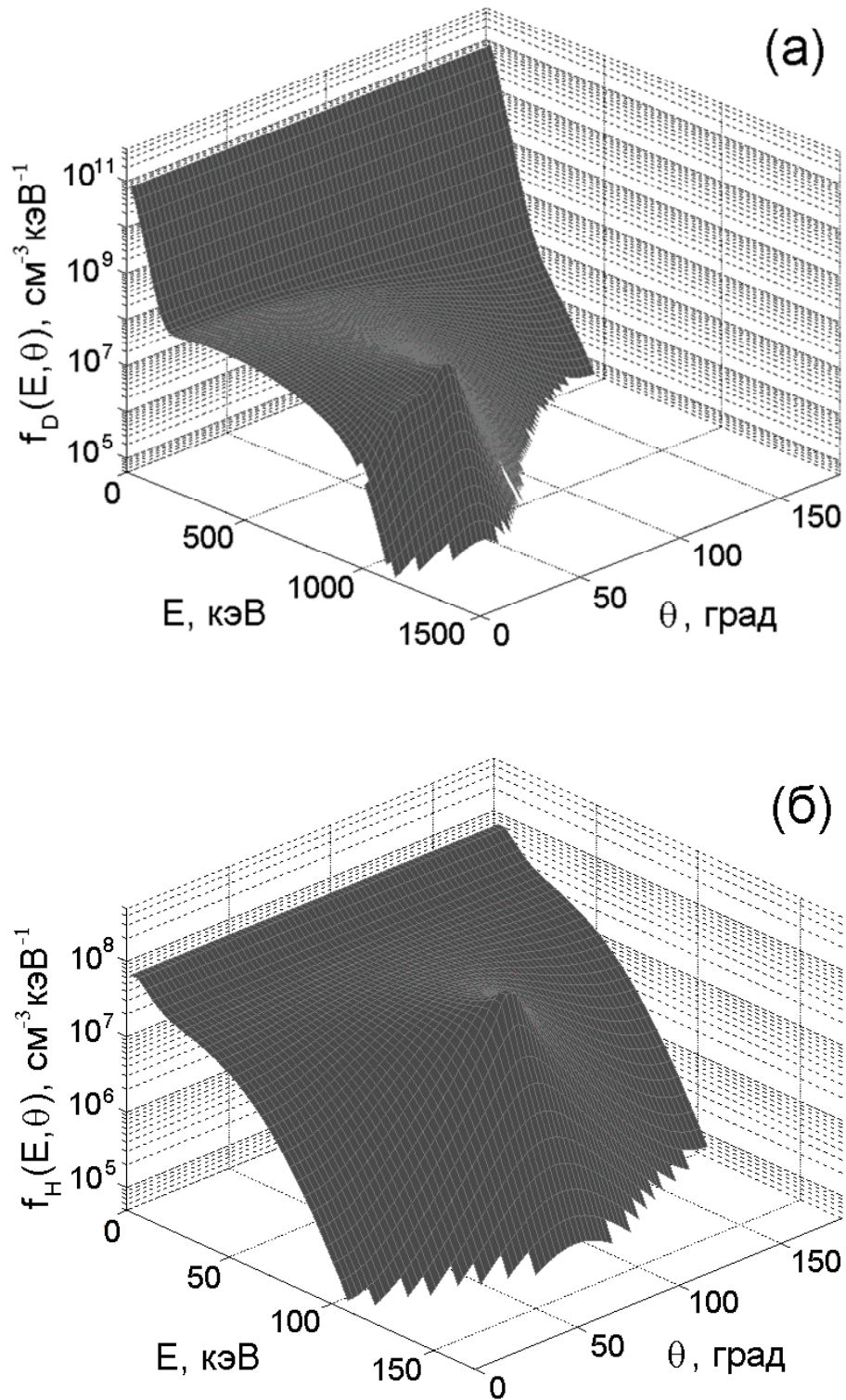


Рис. 4.4. Функции распределения ионов нагревных (а) и диагностического (б) пучков в зависимости от энергии и питч-угла на выбранных магнитных поверхностях:  $\rho = 0.375$  для ионов нагревных пучков,  $\rho = 0.875$  для ионов диагностического пучка. Приведен расчет для индуктивного режима.

видно, как по мере замедления ионов их угловое распределение расширяется и для термализованных частиц становится изотропным. Энергетическое распределение замедляющихся ионов при питч-углах, близких к углу инжекции, занимает весь диапазон энергий вплоть до энергии инжекции  $E_0$  (в данном расчете возможные потери ионов при замедлении не учитывались). Наличие малой доли ионов с энергиями  $E > E_0$  связано с передачей импульса от частиц фоновой плазмы.

#### 4.1.3. Моделирование потока нейтрализованных ионов пучка вдоль линии наблюдения анализаторов

Для расчета потоков атомов, регистрируемых анализаторами, были использованы результаты моделирования функций распределения быстрых ионов, а именно пространственные распределения пучковых ионов в плазме вдоль линии наблюдения приборов при  $\theta \sim 90^\circ$  (рис. 4.5). Из рисунка видно, что ионы нагревных пучков с энергиями, близкими к  $E_0$ , не попадают в область видимости анализаторов, т.к. при изменении питч-угла на величину  $\Delta\theta \sim 90^\circ$  значительная часть начальной энергии передается частицам плазмы.

Моделирование потоков быстрых атомов, возникающих при инжекции нагревных и диагностического пучков и вылетающих из плазмы в направлении линии наблюдения анализаторов, проводилось с помощью кода DOUBLE-MC (см. п. 3.2 настоящей диссертации). Результаты расчета приведены на рис. 4.6. Видно, что в стационарном режиме ИТЭР потоки возрастают, и наиболее сильно это проявляется в области тепловых энергий. Это связано с тем, что в сравнении с индуктивным стационарный режим соответствует случаю более разреженной и горячей плазмы. Повышенная температура соответствует увеличению числа ионов с более высокими энергиями, а уменьшение плотности плазмы повышает вероятность выхода нейтрализованных ионов из плазменного объема. Совместное действие этих эффектов приводит к увеличению потоков атомов, регистрируемых анализаторами.

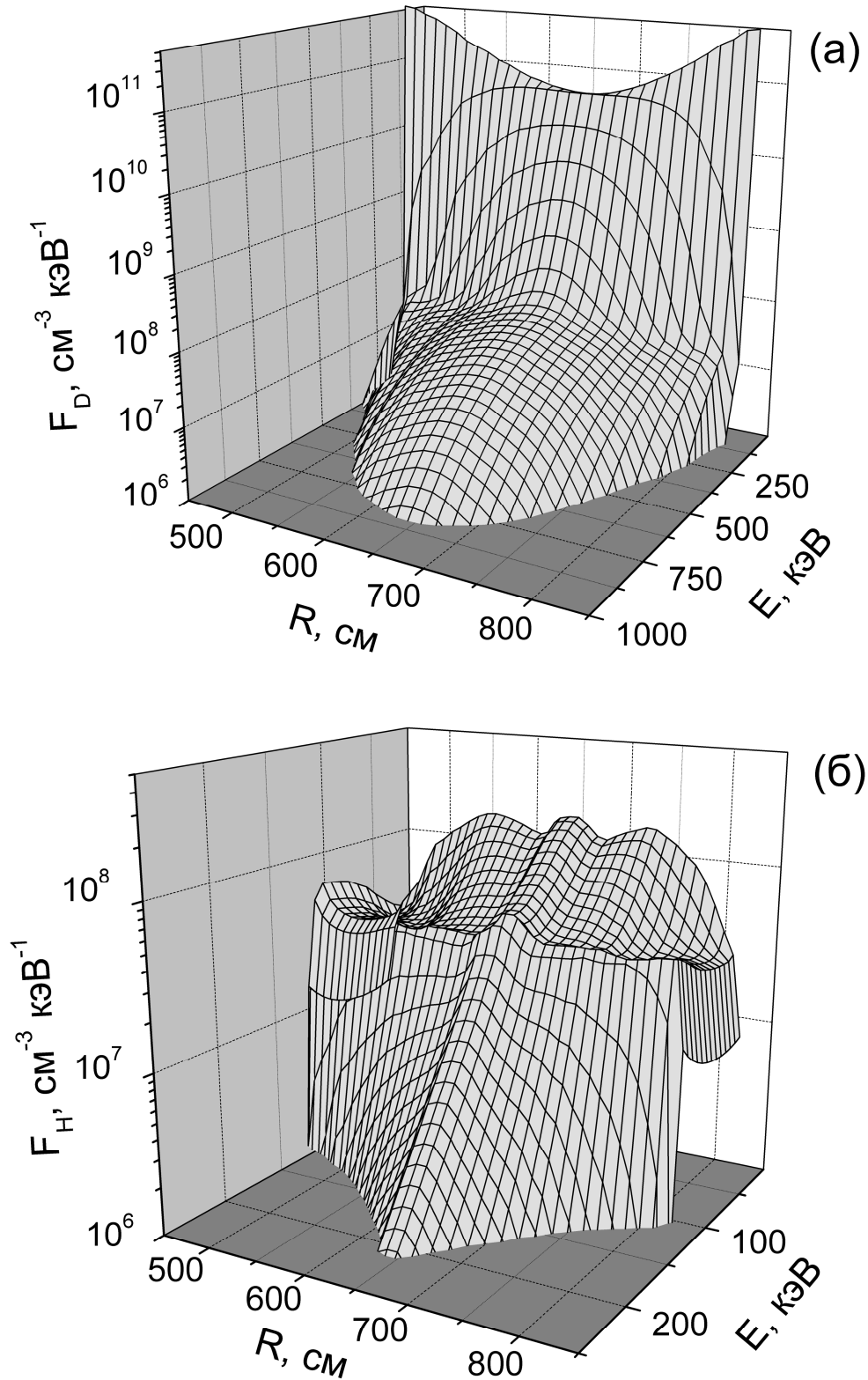


Рис. 4.5. Энергетическое распределение ионов нагревных (а) и диагностического (б) пучков в плазме вдоль линии наблюдения анализаторов в индуктивном режиме работы.

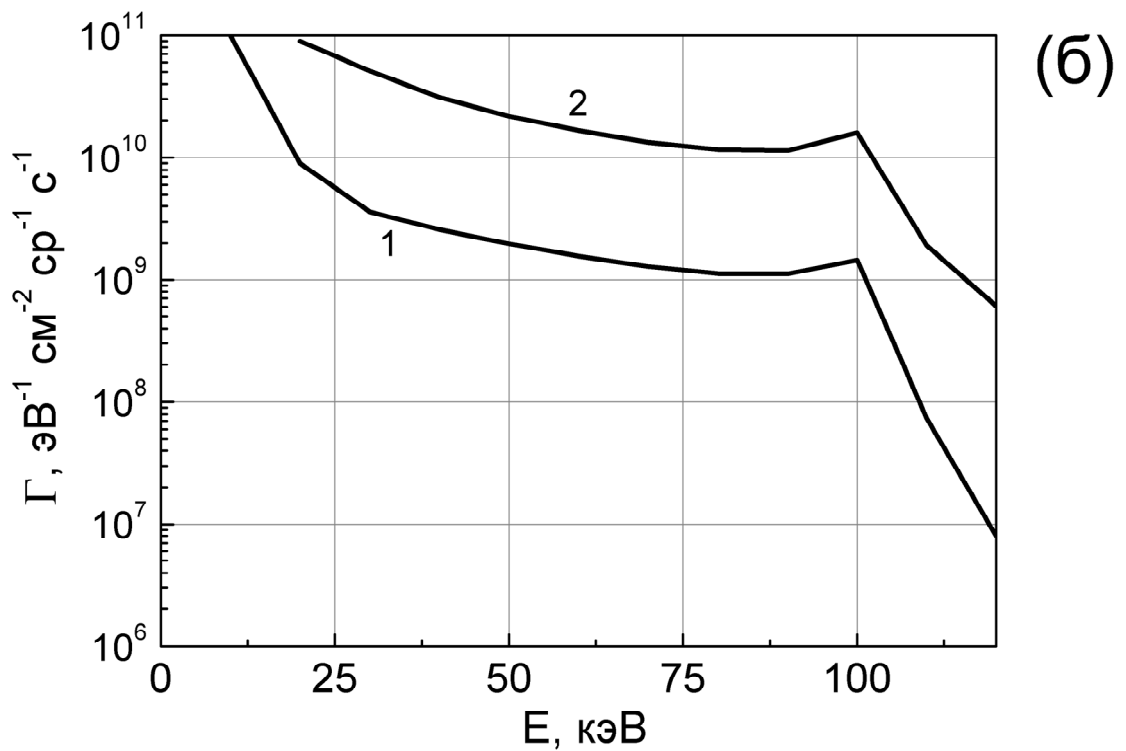
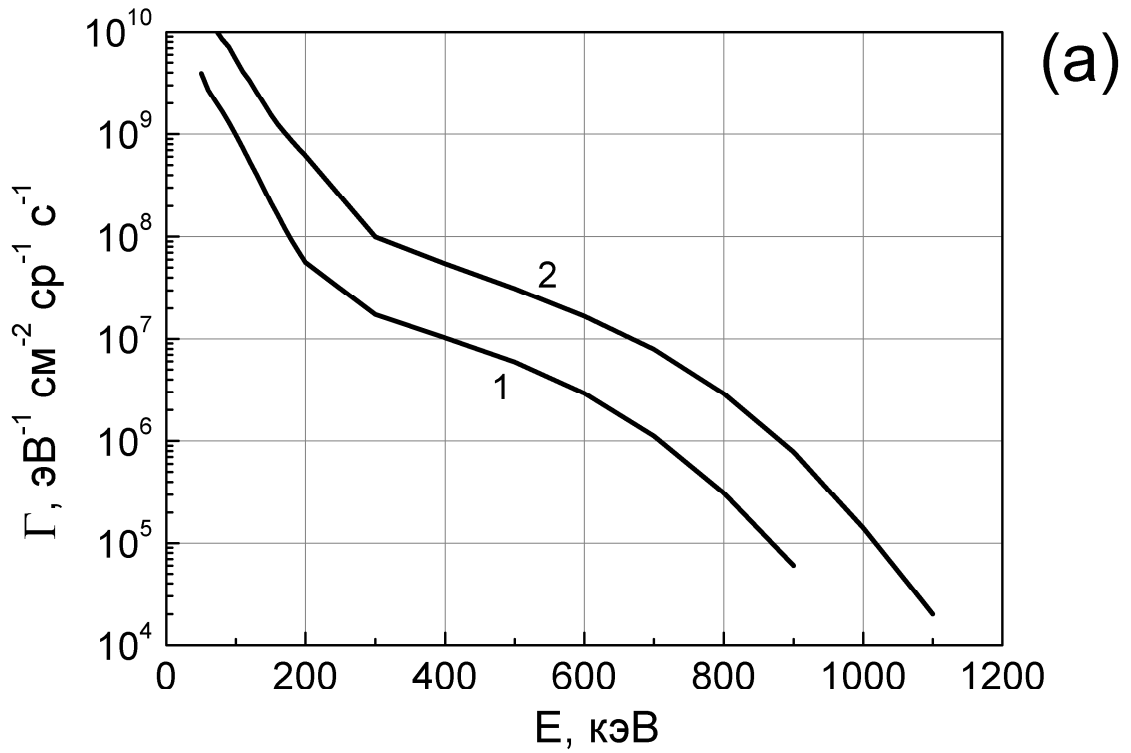


Рис. 4.6. Расчетные значения потоков атомов нагревных (а) и диагностического (б) пучков, вылетающих из плазмы в направлении линии наблюдения анализаторов. 1 – индуктивный режим работы, 2 – стационарный режим.

Результаты расчета ожидаемой скорости счета для анализаторов LENPA и HENPA в индуктивном и стационарном режиме работы ИТЭР представлены на рис. 4.7 и 4.8. На графиках отдельно показаны вклады топливных дейтронов и тритонов, а также ионов нагревных и диагностического пучков. При этом в случае анализатора HENPA использованы результаты, полученные ранее при расчетах потоков нейтрализованных ионов отдачи.

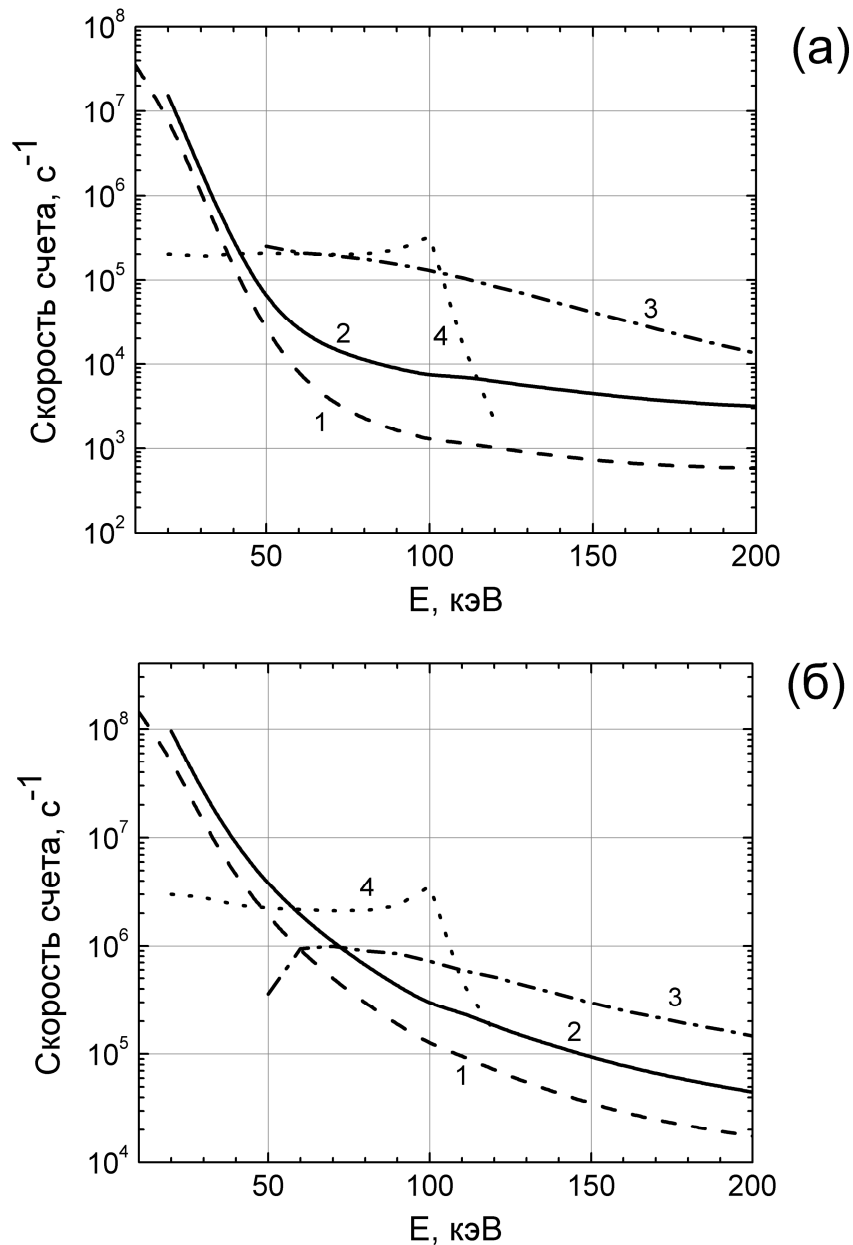


Рис. 4.7. Скорости счета анализатора LENPA в индуктивном (а) и стационарном (б) режиме работы. 1 – атомы трития, 2 – топливные атомы дейтерия, 3 – атомы дейтерия нагревных пучков, 4 – атомы водорода диагностического пучка.

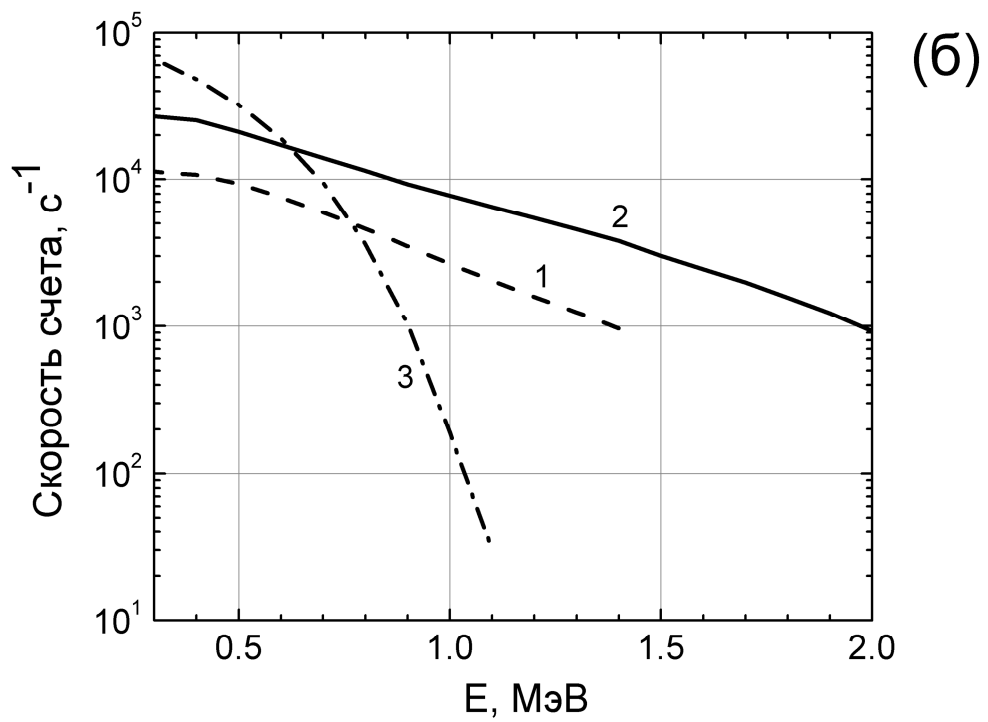
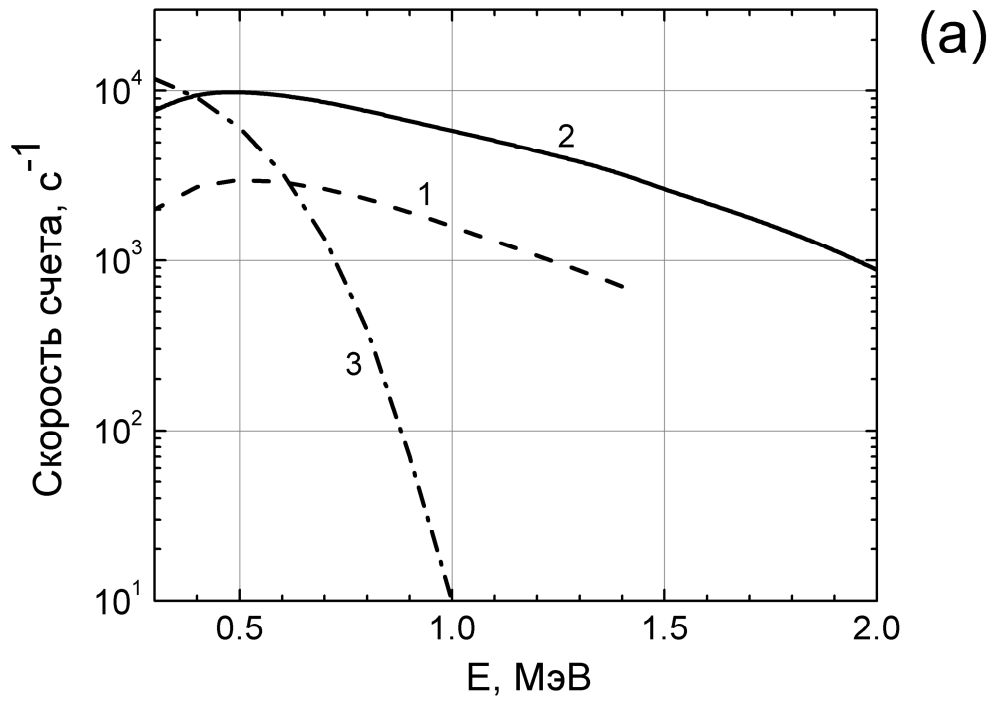


Рис. 4.8. Скорости счета анализатора НЕНРА в индуктивном (а) и стационарном (б) режиме работы. 1 – атомы трития, 2 – топливные атомы дейтерия, 3 – атомы дейтерия нагревных пучков.

#### 4.1.4. Анализ полученных результатов и основные выводы

Рассмотрим влияние инъекции нейтральных пучков отдельно для каждого из анализаторов.

**Диагностический пучок. Анализатор LENPA.** Изотопы разных масс – водород H, дейтерий D и тритий T – регистрируются детекторной системой анализатора независимо друг от друга. При этом коэффициент разделения ионов соседних масс (H и D, D и T) составляет  $\leq 10^{-3}$  [34]. Используя это значение, а также данные рис. 4.7, можно сделать вывод о том, что наличие водородного диагностического пучка не оказывает заметного влияния на измерение потока дейтерия и, следовательно, изотопного соотношения дейтерия и трития.

**Нагревные пучки. Анализатор LENPA.** Как видно из рис. 4.7, инъекция мощных нагревных пучков приводит к появлению интенсивного сигнала, вызванного частичной нейтрализацией ионизованных атомов пучков, захваченных плазмой. Это исключает возможность измерения потока тепловых атомов дейтерия при энергии выше 30 – 50 кэВ. При этом сужается и та область плазмы, в которой возможны измерения изотопного соотношения дейтерия и трития. Следует отметить, что сама возможность пространственных измерений в данном случае определяется зависимостью вероятности рождения и выхода атомов из определенной точки в плазме. Величина, пропорциональная этой вероятности называется функцией светимости атомов. Анализируя её форму, можно судить о том, из каких областей плазмы выходят атомы с той или иной энергией. Функции светимости, рассчитанные с помощью кода DOUBLE-MS для индуктивного режима ИТЭР, приведены на рис. 4.9 [35]. Их рассмотрение показывает, что атомы с энергиями в диапазоне 100 – 200 кэВ выходят в основном из центральных областей плазмы. Таким образом, анализатор LENPA дает принципиальную возможность проводить измерения изотопного соотношения как для краевой, так и для центральной части плазменного шнура. Однако инъекция нагревных пучков приводит к сужению энергетического диапазона измерений и смещению его верхней границы до энергий  $\leq 50$  кэВ. В этих условиях анализатор

LENPA сможет измерять изотопное соотношение только на периферии плазмы ИТЭР при  $r/a \geq 0.8$ .

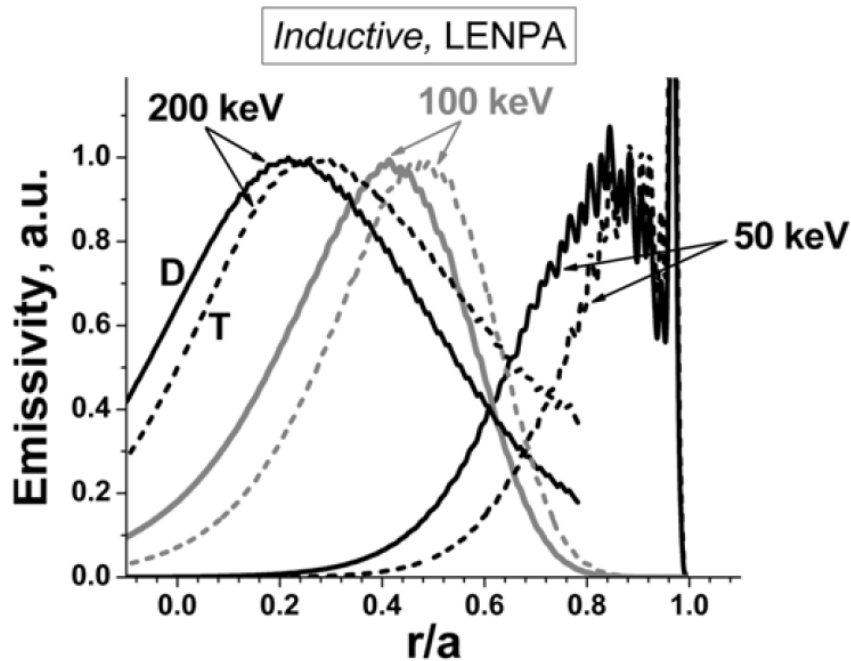


Рис. 4.9. Расчетные значения функции светимости для атомов дейтерия (сплошная линия) и трития (пунктирная линия) с энергиями 50, 100 и 200 кэВ в индуктивном режиме работы реактора ИТЭР.

**Нагревные пучки. Анализатор HENPA.** При измерении потока быстрых атомов дейтерия нижняя граница рабочего энергетического диапазона анализатора HENPA находится несколько ниже энергии инжекции – в области от 0.6 до 0.9 МэВ в зависимости от режима работы реактора (рис. 4.8). При энергиях, находящихся выше указанной границы, измеряемый поток не искажается инжектируемыми частицами. В то же время, благодаря высокому массовому разрешению анализаторов, водородный диагностический, а также дейтериевые нагревные пучки не влияют на измерение потока атомов трития. Таким образом, в условиях инжекции нейтральных пучков надежное измерение изотопного отношения для анализатора HENPA возможно в области энергий  $\geq 0.9$  МэВ. Важно отметить, что поток атомов с данными энергиями испускается из центральной области плазмы.



## 4.2. Расчет изменений потоков атомов при инъекции топливных пеллет

### 4.2.1. Система пеллет-инъекции на токамаке ИТЭР

Система пеллет-инъекции на реакторе ИТЭР предназначена для поддержания плотности и изотопного отношения топливных ионов в центральной области плазмы на оптимальном уровне, а также для регулируемого управления модами колебаний ELM, локализованными на краю плазмы. Первая из этих задач должна решаться с помощью инъекции пеллет со стороны сильного магнитного поля, а вторая – со стороны слабого поля (см. рис. 4.10 [69]). Запуск со стороны сильного поля способствует более глубокому проникновению пеллет, при котором основная доля вещества пеллеты поглощается плазмой и тем самым эффективность инъекции достигает 100 %. При инъекции со стороны слабого поля большая часть вещества выносится на периферию плазмы за линию сепаратрисы, а эффективность падает до 10 % [64].

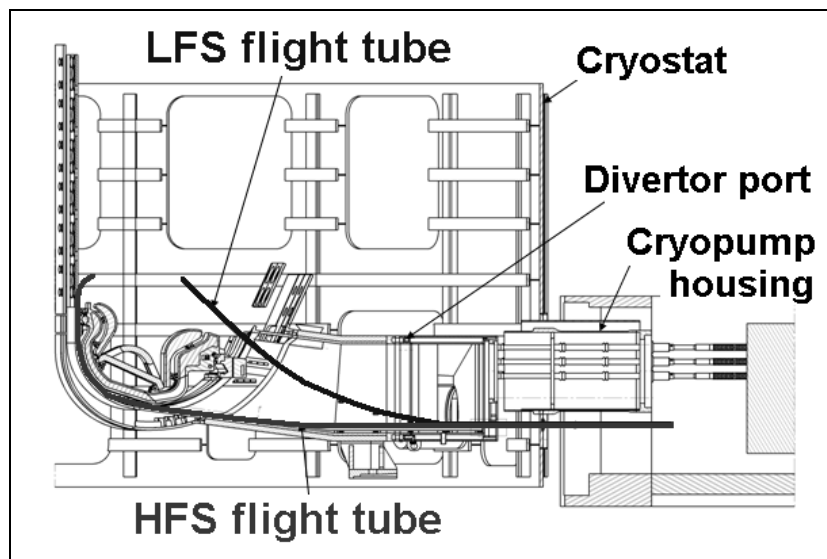


Рис. 4.10. Схема системы пеллет-инъекции на ИТЭР [69]: LFS flight tube – линия запуска пеллеты со стороны слабого поля (управление модами ELM), HFS flight tube – линия запуска пеллеты со стороны сильного поля (топливные пеллеты).

Система пеллет-инъекции на старте установки будет включать в себя два инжектора, затем число инжекторов может быть увеличено до шести. Топливные

пеллеты объемом от 50 до 92 мм<sup>3</sup> должны запускаться в плазму со скоростью 300 м/с и частотой до 16 Гц.

#### 4.2.2. Эволюция профилей плотности и температуры плазмы при инжекции топливных пеллет

Ниже представлены результаты расчетов по определению чувствительности диагностики по потокам атомов к изменениям основных параметров плазмы, вызванных инжекцией топливных пеллет [70]. Локальное повышение плотности и охлаждение плазмы, вызванное испарением и проникновением вещества пеллеты в плазму, должно сопровождаться соответствующим изменением величины потока нейтрализованных ионов, регистрируемых анализаторами.

В расчетах были использованы данные, полученные при моделировании проникновения вещества пеллеты в плазму [71], проведенном для индуктивного режима работы реактора в различных предположениях о величине дрейфа испарившегося вещества. Основной причиной дрейфа является поляризация плазменного облака в неоднородном магнитном поле токамака  $\vec{B}$ . В результате разделения зарядов возникает электрическое поле  $\vec{E}$  и происходит дрейф под действием силы  $\vec{F} \sim \vec{E} \times \vec{B}$ . Сила  $\vec{F}$  направлена в сторону, противоположную градиенту магнитного поля токамака – по этой причине более эффективна инжекция пеллет со стороны сильного магнитного поля. Полная картина дрейфа достаточно сложна: необходимо учитывать реактивное ускорение, вызванное неравномерным испарением вещества пеллеты, а также замедление, обусловленное возбуждением в плазме альфвеновской волны [65]. Для моделирования [71] использовались профили плотности и температуры плазмы, полученные в рамках транспортной модели GLF23. Предполагалось, что состав пеллеты определяется равными долями дейтерия и трития (50/50), пеллета имеет кубическую форму, её объем равен 125 мм<sup>3</sup>, а инжекция производится со стороны сильного магнитного поля со скоростью 300 м/с. Из рис. 4.11 видно, что учет дрейфа оказывает значительное влияние на результаты расчета проникновения

вещества в плазму: при учете дрейфа в полной мере максимум распределения плотности соответствует положению  $\rho = 0.84$ , в то время как при исключении эффекта дрейфа из расчета максимум профиля сдвигается на периферию плазмы в область  $\rho = 0.98$ .

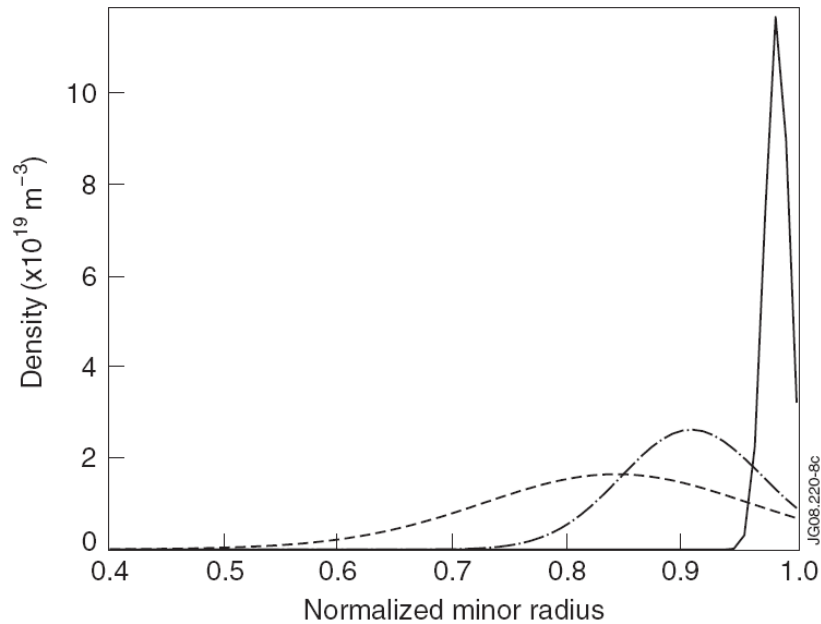


Рис. 4.11. Результаты расчета испарения материала пеллеты и его проникновения в плазму [71]. Сплошная линия соответствует моделированию испарения без учета дрейфа вещества. Штриховая линия представляет противоположный случай, когда величина вызванного дрейфом смещения равна максимально возможному расчетному значению. Штрих-пунктирная линия соответствует промежуточному случаю 50 %-ого дрейфа: смещение равно половине от предельного расчетного значения.

На рис. 4.12 показаны результаты моделирования возмущения плотности и температуры плазмы и временной эволюции данных параметров, происходящей при инжекции топливной пеллеты. Моделирование проводилось с помощью кода ASTRA [73] с использованием профилей плотности захваченного плазмой вещества пеллеты (рис. 4.11) в качестве источника частиц. Приведенные на рис. 4.12 результаты соответствуют расчету для случая 50 %-ого дрейфа, когда смещение вещества за счет дрейфа равно половине от максимального расчетного значения. Как уже было отмечено, в момент инжекции пеллеты температура во

внешней области плазмы  $\rho = 0.8 - 0.9$  падает, а плотность возрастает. Моделирование показывает, что равновесное состояние достигается примерно через 0.4 с после инъекции.

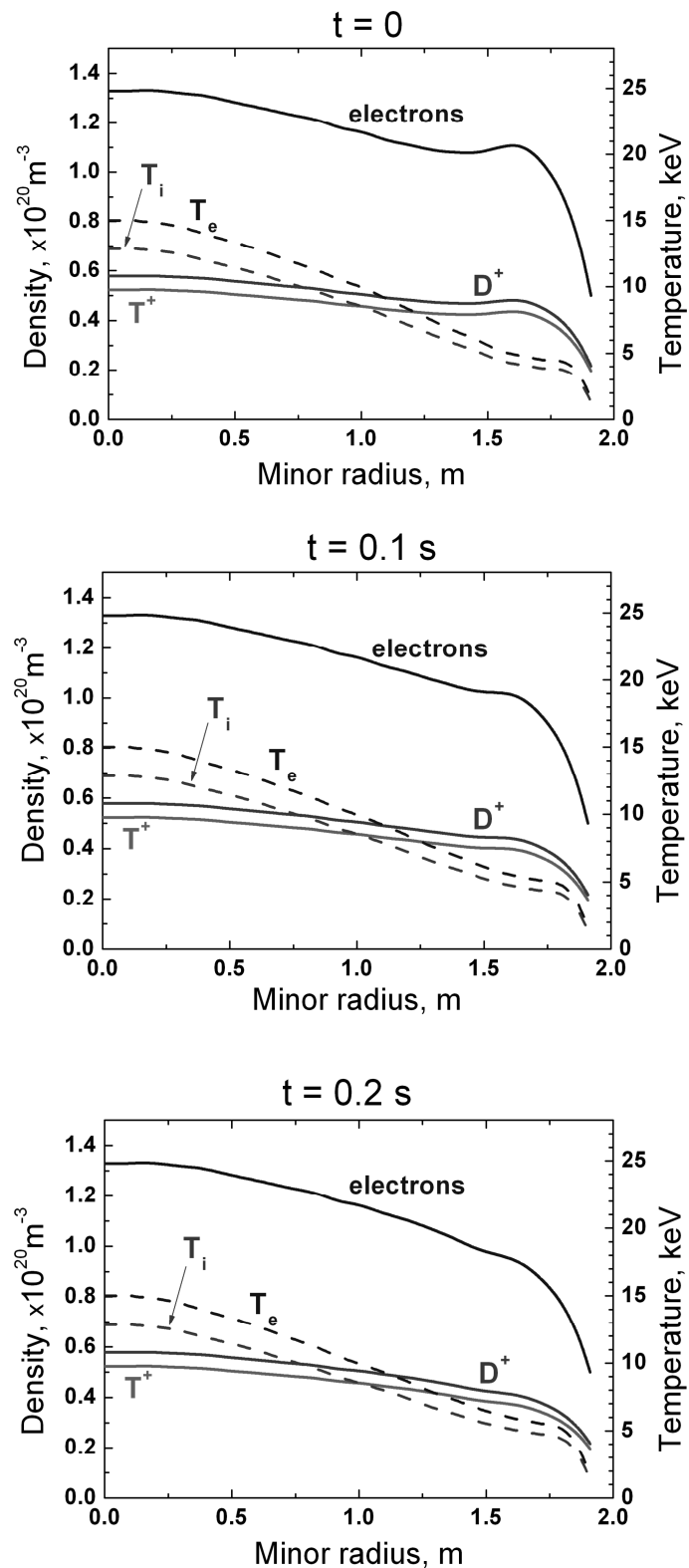


Рис. 4.12. Изменения температуры и плотности плазмы, вызванные инъекцией топливной пеллеты, для временных моментов  $t = 0, 0.1$  и  $0.2$  с после инъекции.

#### 4.2.3. Анализ изменений потоков атомов, вызванных инъекцией топливных пеллет

Функции светимости для атомов с энергиями, находящимися в диапазоне измерения анализатора HENPA, принимают максимальные значения в центральной области плазмы. В то же время, профили плотности захваченного плазмой вещества пеллеты смещены во внешнюю область. Это значит, что инъекция пеллет практически не повлияет на величину потоков атомов, регистрируемых анализатором HENPA. Наиболее же заметное изменение атомных потоков должно быть зарегистрировано анализатором LENPA, осуществляющим измерения в области низких энергий, относящихся к наружной области плазмы. Так, для атомов с энергией 50 кэВ, максимум функции светимости соответствует значению  $r/a = 0.7 - 0.9$  (см. рис. 4.9). На рис. 4.13 представлены скорости счета атомов трития (в этом случае отсутствует влияние дейтериевых нагревных пучков) для анализатора LENPA, соответствующие различным моментам времени после инъекции пеллеты (для примера показан случай 50%-ого дрейфа). Видно, что наиболее заметное падение скорости счета происходит в диапазоне энергий 50 – 75 кэВ. На рис. 4.14 показана временная зависимость скорости счета атомов с энергией  $E = 60$  кэВ при частоте инъекции пеллет, равной 2 Гц. Рассмотрены случаи 0% (дрейф отсутствует), 50% и 100%-ого дрейфа. Как видно из представленного графика, анализ данной зависимости позволяет сделать выводы о степени влияния дрейфа вещества, заложенного в расчётной модели.

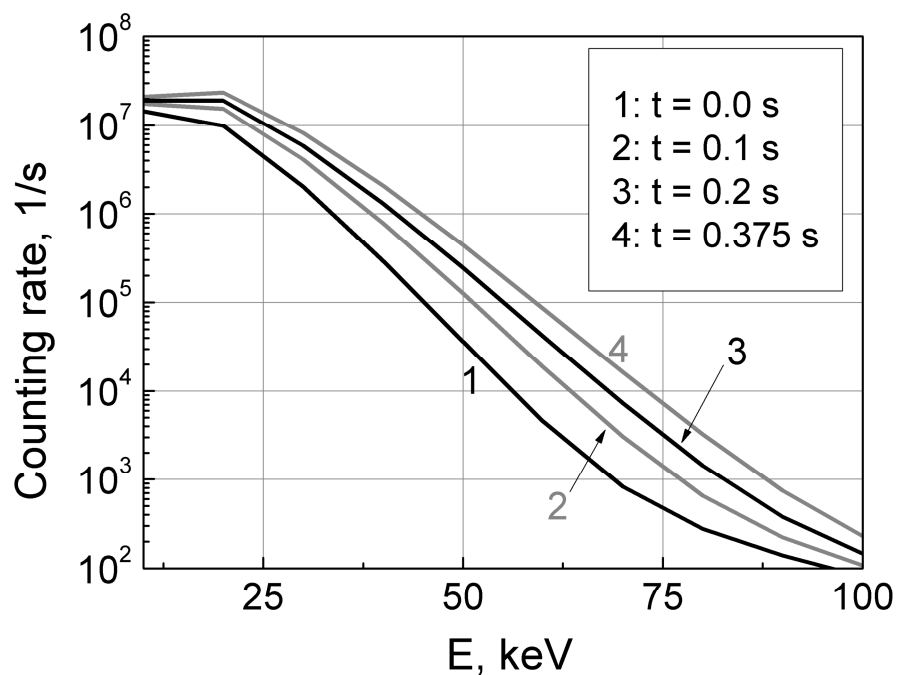


Рис. 4.13. Скорость счета атомов трития анализатором LENPA для различных моментов времени после инъекции пеллеты. Представлен случай 50%-ого дрейфа.

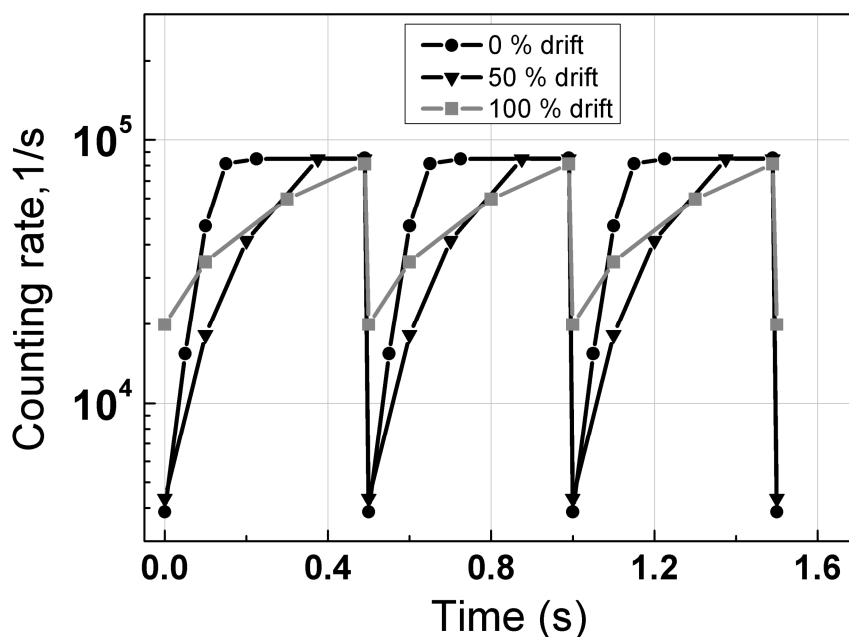


Рис. 4.14. Временная зависимость скорости счета атомов трития с энергией  $E = 60$  кэВ в предположении различной величины дрейфа вещества пеллеты в плазме. Частота инъекции принята равной 2 Гц.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертационной работе были изложены результаты экспериментальных и теоретических работ, направленных на развитие метода диагностики по потокам атомов и создание системы атомных анализаторов для токамака-реактора ИТЭР. Следует отметить, что здесь были представлены только избранные направления исследований – те работы, в которых автор принимал непосредственное участие. В настоящее время проектирование диагностического комплекса анализаторов LENPA и HENPA продолжается. Проводится макетирование и испытание отдельных узлов приборов, развиваются новые направления теоретического анализа возможностей диагностики. Вместе с тем, результаты, полученные на данный момент, позволяют утверждать, что диагностика по потокам атомов сможет решить поставленные перед ней задачи по измерению изотопного состава плазмы, а также стать одним из средств исследования удержания быстрых ионов и  $\alpha$ -частиц на токамаке ИТЭР.

Ниже приводится перечень основных результатов работы:

- Испытаны критические элементы системы диагностики по потокам атомов для токамака-реактора ИТЭР:
  - Экспериментально показано, что применение сцинтилляционных детекторов с кристаллами CsI(Tl), оптимизированными по толщине, позволит осуществлять регистрацию потоков атомов в условиях установки ИТЭР во всем энергетическом диапазоне атомных анализаторов LENPA и HENPA. При потоке нейтронов до  $10^8 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$  продолжительность стабильной работы детекторов на токамаке ИТЭР составит не менее 5 лет.
  - Показана принципиальная возможность реализации метода оперативного контроля целостности и толщины обдирочных мишеней анализаторов LENPA и HENPA путем облучения мишеней пучком легких ионов и

последующем анализе энергетического спектра рассеянных атомов с использованием диспергирующей системы самих анализаторов.

- Показано, что для сохранения работоспособности ускорителя анализатора LENPA в условиях облучения потоком гамма-квантов с интенсивностью до  $5 \times 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  при значении ускоряющего напряжения 100 кВ давление азота в изолирующем объеме ускорителя должно составлять не менее 5.0 атм.
- Разработана методика определения эффективности удержания альфа-частиц в плазме ИТЭР по измерению потоков нейтрализованных ионов отдачи МэВ энергий:
  - Показано, что интенсивность потока нейтрализованных ионов отдачи достаточна для надежного выделения сигнала на уровне нейтронного фона.
  - Обнаружено, что форма энергетического спектра и величина потока нейтрализованных ионов отдачи зависят от времени удержания быстрых ионов в плазме, что позволит оценивать время удержания альфа-частиц путем сравнения экспериментальных данных с результатами модельных расчетов.
- Определен диапазон энергий, доступный для измерения изотопного соотношения топливных ионов с помощью диагностики по потокам атомов в рабочих режимах ИТЭР, с учетом инжекции нейтральных нагревных и диагностического пучков. Обнаружено, что инжекция дейтериевых нагревных пучков приводит к появлению существенного фоновых сигнала и сужает энергетический диапазон измерения изотопного отношения топливных ионов с помощью анализатора LENPA до энергий  $\leq 50 \text{ кэВ}$ . Вместе с тем, наличие пучков не оказывает влияния на измерение изотопного отношения анализатором HENPA в области энергий  $\geq 0.9 \text{ МэВ}$ , относящихся к центральной области плазмы.



- Проведен анализ влияния инъекции топливных пеллет на потоки атомов дейтерия и трития, испускаемых плазмой ИТЭР. Показано, что инъекция топливных пеллет со стороны сильного магнитного поля оказывает влияние на сигналы диагностики. При этом временной анализ сигналов, регистрируемых после инъекции пеллеты, позволяет сделать выводы о величине дрейфа материала пеллеты в направлении большого радиуса плазмы.

В заключение я благодарю своего научного руководителя М. И. Миронова за помощь и содействие, оказанные на всех этапах работы. Выражаю глубокую признательность руководителю группы нейтральной диагностики М. П. Петрову за внимательное прочтение диссертации, конструктивные замечания и рекомендации. Благодарю заведующего лабораторией процессов атомных столкновений В. И. Афанасьева, а также всех сотрудников группы нейтральной диагностики за совместную работу и создание условий, необходимых для написания диссертации.

Выражаю особую благодарность доценту кафедры экспериментальной ядерной физики Санкт-Петербургского Политехнического университета С. С. Козловскому за участие в организации экспериментов и ценные консультации по интерпретации полученных данных, а также Д. В. Макарьину за помощь при проведении работ.

Благодарю коллег с кафедры физики плазмы Политехнического университета и в особенности П. Р. Гончарова за продуктивное сотрудничество.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1]. Walsh M., Andrew P., Barnsley R., et al. Overview of high priority ITER Diagnostic systems status // Proc. 23rd IAEA Fusion Energy Conference, Daejeon, 2010. ITR/P1-07.
- [2]. Fasoli A. et al. MHD spectroscopy // Plasma physics and controlled fusion. – 2002. – 44. – B159–B172.
- [3]. Testa D., Blanchard P., Panis T. and JET Contributors. Measurements of the radial profile of the plasma isotopic composition in JET plasmas using Alfvén eigenmodes // Nucl. Fusion – 2015. – 55. – 123010.
- [4]. Testa D. et al. The New Alfvén Wave Excitation System at JET // Proceedings 23<sup>rd</sup> SOFT Conference, 2004.
- [5]. Testa D., Spong D., Panis T., Blanchard P., Fasoli A., and JET-EFDA contributors. Recent JET Experiments on Alfvén Eigenmodes with Intermediate Toroidal Mode Numbers: Measurements and Modelling of  $n=3$  Toroidal Alfvén Eigenmodes with the TAEFL code // EFDA–JET–PR(10)42, JET-EFDA, Culham Science Centre, OX14 3DB, Abingdon, UK.
- [6]. Testa D. et al. The JET Alfvén Eigenmode Local Manager for the real time detection and tracking of a frequency-degenerate spectrum of MHD instabilities // Fusion Engineering and Design – 2011. – 86. – 381-392.
- [7]. Stejner M. et al. Principles of fuel ion ratio measurements in fusion plasmas by collective Thomson scattering // Plasma Phys. Control. Fusion – 2011. – 53 – 065020.
- [8]. Korsholm S. B. et al. Measurements of Intrinsic Ion Bernstein Waves in a Tokamak by Collective Thomson Scattering // Phys. Rev. Letters. – 2011. – 106. – 165004.
- [9]. Stejner M. et al. Temporally resolved plasma composition measurements by collective Thomson scattering in TEXTOR // Rev. Sci. Instr. – 2012. – 83. – 10E307.

- [10]. Stejner M. et al. Measurements of ion temperature and plasma hydrogenic composition by collective Thomson scattering in neutral beam heated discharges at TEXTOR // *Plasma Phys. Control. Fusion* – 2013. – 55. – 085002.
- [11]. Bindslev H. A. Quantitative study of scattering from electromagnetic fluctuations in plasmas // *J. Atmos. Terr. Phys.* – 1996. – 58. – 983.
- [12]. Meo F., Bindslev H., Korsholm S. B., Tsakadze E. L., et al. Design of the collective Thomson scattering diagnostic for International Thermonuclear Experimental Reactor at the 60 GHz frequency range // *Rev. Sci. Instrum.* – 2004. – 75. – 3585.
- [13]. Stejner M. et al. The prospect for fuel ion ratio measurements in ITER by collective Thomson scattering // *Nucl. Fusion* – 2012. – 52. – 023011.
- [14]. Ikezi H., Degraessie J. S., Pinsker R. I. and Snider R. T. Plasma mass density, species mix, and fluctuation diagnostics using a fast Alfvén wave // *Rev. Sci. Instrum* – 1997. – 68. – 478.
- [15]. Watson G. W., Heidbrink W. W., Burrell K. H. and Kramer G. J., Plasma species mix diagnostic using ion–ion hybrid layer reflectometry // *Plasma Phys. Control. Fusion* – 2004. – 46. – 471.
- [16]. Hutchinson D. P. *Principles of plasma diagnostics*. Cambridge: Cambridge University Press, 2002 – p. 111.
- [17]. Donné A. J. H. Plasma diagnostics in view of ITER // *Fusion Science and Technology* – 2010. – 57. – 393.
- [18]. Cupido L. et al. High resolution fast wave reflectometry: JET design and implications for ITER // *Rev. Sci. Instrum.* – 2008. – 79. – 10F106.
- [19]. Skinner C. H. et al. First measurements of tritium recycling in TFTR // *Nucl. Fusion* – 1995. – 35 (2). – 143.
- [20]. Maas A. C. et al. Diagnostic Experience during Deuterium-Tritium Experiments in JET, *Techniques and Measurements* // JET–P(98)80. – Culham Science Centre, OX14 3DB, Abingdon, UK.
- [21]. Hillis D. L. et al. Tritium concentration measurements in the JET divertor by optical spectroscopy of a Penning discharge // ORNL/CP-98498.

- [22]. Медведев А. А. Использование вспомогательного тлеющего разряда для измерения изотопного состава плазмы в ИТЭР // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез – 2013. – 36 (2). – 51.
- [23]. Kallne J., Batistoni P. and Gorini G. On the possibility of neutron spectrometry for determination of fuel ion densities in DT plasmas // Rev. Sci. Instrum. – 1991. – 62. – 2871.
- [24]. Korsholm S. B. et al. Development of novel fuel ion ratio diagnostic techniques // Rev. Sci. Instrum. – 2010. – 81. – 10D323.
- [25]. Giacomelli L. et al. Advanced neutron diagnostics for JET and ITER fusion experiments // Nucl. Fusion – 2005. – 45. – 1191.
- [26]. Ericsson G. et al. Neutron spectroscopy as a fuel ion ratio diagnostic: Lessons from JET and prospects for ITER.
- [27]. Hellesen C. et al. Fuel ion ratio determination in NBI heated deuterium tritium fusion plasmas at JET using neutron emission spectrometry // Nucl. Fusion – 2015. – 55. – 023005.
- [28]. Афросимов В. В., Гладковский И. П., Калинин И. Ф., Петров М. П., Федоренко Н. В. Исследование потока атомных частиц, испускаемых плазмой // Труды конференции по исследованиям в области физики плазмы и управляемого ядерного синтеза, 4 – 9 сентября 1961 г., Зальцбург, Австрия. Nuclear Fusion: 1962 Supplement, part 3, p. 921.
- [29]. Izvozchikov A. B., Khudoleev A. V., Petrov M. P., et al., JET Report, JET-R(91)-12.
- [30]. Afanasyev V. I. et al. Neutral particle analyzer/isotope separator for measurement of hydrogen isotope composition of JET plasmas // Rev. Sci. Instrum. – 2003. – 74 (4). – 2003.
- [31]. Petrov M. P., Afanasyev V. I., Corti S., et al. Neutral particle analysis in the MeV energy range in JET. – In: Intern. Conf. on Plasma Physics. Innsbruck, 1992, vol. 16C, Part II. European Physical Society, Geneva, 1992, p. 1031.

- [32]. Kusama Y., Nemoto M., Afanassiev V. I., et al. Neutral particle analyzer with energy range up to 4 MeV for both alpha particles and protons // Fusion Engineering and Design – 1997. – 34-35. – 531.
- [33]. Petrov M. P., Budny R. V., Duong H. H., et al. Studies of energetic confined alphas using the pellet charge exchange diagnostics on TFTR // Nucl. Fusion – 1995. – 35 (12). – 1437.
- [34]. Afanasyev V. I. et al. Neutral particle analysis on ITER: present status and prospects // Nucl. Instrum. Method. Phys. Res. A 621 – 2010. – 456.
- [35]. Afanasyev V. I., Mironov M. I., Nesenevich V. G., Petrov M. P., and Petrov S. Ya. Assessment of neutral particle analysis abilities to measure the plasma hydrogen isotope composition in ITER burning scenarios // Plasma Phys. Control. Fusion – 2013. – 55. – 045008.
- [36]. Medley S. S., Donne A. J. H., Kaita R., Kislyakov A. I., Petrov M. P., Roquemore A. L. Contemporary instrumentation and application of charge exchange neutral particle diagnostics in magnetic fusion energy experiment // Rev. Sci. Instrum. – 2008. – 79. – 2338.
- [37]. Петров С.Я., Афанасьев В.И., Мельник А.Д. и др. Особенности конструкции системы диагностики по потокам атомов изотопов водорода для международного термоядерного реактора ИТЭР // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. – 2016. – 39(1) – 68.
- [38]. Афанасьев В.И., Козловский С.С., Макарьин Д.В. и др. Фоновые и ресурсные испытания детекторов атомных анализаторов для ИТЭРа на пучке быстрых нейтронов // Физика плазмы – 2010. – 36 (5) – 440.
- [39]. Несеневич В.Г., Афанасьев В.И., Козловский С.С. и др. Сравнительный анализ чувствительности сцинтилляторов CsI(Tl), ZnO(Ga), YAG(Ce) к фоновому излучению плазмы в условиях работы токамака-реактора ИТЭР // ПТЭ – 2012. – 2 – 115.
- [40]. Горохова Е. И., Родный П.А., Ходюк И.В. и др. Оптические, люминесцентные и сцинтилляционные свойства ZnO и ZnO:Ga керамик // Оптический журнал. 2008. Т. 75. № 11, Р. 66.

- [41]. Meadows J. W., Smith D.L. Characterization of an accelerator neutron source based on the Be(d,n) reaction // Proc. SPIE – 1993. – V. 1737 – 344.
- [42]. Ljublin B. V., Petrov M. P. and Sheludyakov S. V. Neutron-physical analysis of the neutral particle analyser system intended for International Thermonuclear Experimental Reactor plasma diagnostics // Plasma Devices Oper. – 2007. – 15 – 1.
- [43]. Brede H. J. et al. “Investigation of Intense Neutron Fields”, Radiaton Protection Dosimetry – 1988. – 23 – 301.
- [44]. Japanese Evaluated Nuclear Data Library,  
<http://www.ndc.jaea.go.jp/jendl/j40/j40.html>
- [45]. Мельник А. Д., Афанасьев В. И., Козловский С. С. и др. Ресурсные испытания тонкой алмазоподобной углеродной пленки и разработка системы контроля за качеством пленки для анализаторов LENPA и HENPA. XII Всероссийская конференция “Диагностика высокотемпературной плазмы”, Звенигород, 3 – 9 июня 2007 г.
- [46]. Афанасьев В. И., Козловский С. С., Лихтенштейн В. Х., Люблин Б. В., Мельник А. Д., Миронов М. И., Несеневич В. Г., Петров М. П., Петров С.Я., Чернышев Ф.В. . Метод контроля параметров обдирочной мишени в атомных анализаторах для ITER // ПТЭ – 2010. – 2 – 114.
- [47]. Ziegler J.F., Biersack J.P., Littmark U. The Stopping and Range of Ions in Solids. N.Y.: Pergamon Press, 1985.
- [48]. Ryutov D. Energetic ion population formed in close collision with fusion alpha particles // Phys. Scr. – 1992. – 45 – 153.
- [49]. Kallne J. and Gorini G. Neutron Observations and Alpha Particles in High Power Deuterium-Tritium Plasmas // Fusion Technology – 1994. – 25 – 341.
- [50]. Fisher R. K., Parks P. B., McChesney J. M. and Rosenbluth M. N. Fast alpha particle diagnostics using knock-on ion tails // Nucl. Fusion – 1994. – 34 – 1291.
- [51]. Källne J., Ballabio L., Frenje J., et al. Observation of the Alpha Particle “Knock-On” Neutron Emission from Magnetically Confined DT Fusion Plasmas // Phys. Rev. Lett. – 2000. – 85 – 1246.

- [52]. Petrov M. P. et al. Studies of energetic confined alphas using the pellet charge exchange diagnostic on TFTR // Nucl. Fusion – 1995. – 35 – 1437.
- [53]. Nesenevich V. G., Afanasyev V. I., Goncharov P. R., Mironov M. I., Petrov M. P., and Petrov S. Ya. Use of neutralized knock-on ion fluxes for alpha-particle confinement studies // Plasma Phys. Control. Fusion – 2014. – 56. – 125002.
- [54]. Helander P., Lisak M. and Ryutov D. D. Formation of hot ion populations in fusion plasmas by close collisions with fast particles // Plasma Phys. Contr. Fusion – 1993. – 35 – 363.
- [55]. Goncharov P.R., Kuteev B.V., Ozaki T., and Sudo S. Analytical and semianalytical solutions to the kinetic equation with Coulomb collision term and a monoenergetic source function // Phys. Plasmas – 2010. – 17 – 112313.
- [56]. Dnestrovskii Yu. N. and Kostomarov D. P. Numerical Simulation of Plasmas. Berlin: Springer-Verlag, 1986.
- [57]. Perkins S. T. and Cullen D. E. Elastic nuclear plus interference cross sections for light-charged particles Nucl. Sci. Eng. – 1981. – 77 – 20.
- [58]. Ballabio L., Gorini G. and Källne J.  $\alpha$ -particle knock-on signature in the neutron emission of DT plasmas // Phys. Rev. E – 1997. – 55 – 3358.
- [59]. Blatt J. M. and Biedenharn L. C. The Angular Distribution of Scattering and Reaction Cross Sections // Rev. Mod. Phys. – 1952. – 24(4) – 258.
- [60]. Afanasyev V. I., Mironov M. I., Nesenevich V. G., Petrov M. P. and Petrov S. Ya. Assessment of neutral particle analysis abilities to measure the plasma hydrogen isotope composition in ITER burning scenarios // Plasma Phys. Control. Fusion – 2013. – 55 – 045008.
- [61]. ITER Design Description Document (DDD 5.3) Neutral Beam Heating & Current Drive (NB H&CD) System (ITER Report N 53 DDD 29 01-07-03R 0.1).
- [62]. Afanasyev V.I., Gondhalekar A. and Kislyakov A.I. On the Possibility of Determining the Radial Profile of Hydrogen Isotope Composition of JET Plasmas, and of Deducing Radial Transport // JET Report, JET-R(00)-04, October 2000.
- [63]. Schunke B., Bora D., Antoni V., et al. Negative Ion Based Heating and Diagnostic Neutral Beams for ITER // AIP Conference Proceedings – 2008. – 996 – 34.

- [64]. Baylor L. R., Parks P. B., Jernigan T. C., et al. Pellet fuelling and control of burning plasmas in ITER // Nucl. Fusion – 2007. – 47 – 443.
- [65]. Rozhansky V., Senichenkov I., Veselova I. and Schneider R.. Mass deposition after pellet injection into a tokamak // Plasma Phys. Control. Fusion – 2004. – 46 – 575.
- [66]. Афанасьев В. И., Гончаров П. Р., Миронов М. И., Несеневич В. Г., Петров М. П., Петров С. Я., Сергеев В. Ю.. Особенности измерения изотопного состава водородных ионов в плазме ИТЭРа с помощью диагностики по потокам атомов в условиях инжекции в плазму нейтральных пучков // Физика плазмы – 2015. – 41(12) – 1062.
- [67]. Wesson J. Tokamaks. Oxford: Oxford Univ. Press, 2004.
- [68]. Алейников П. Б., Коновалов С. В. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез – 2011. – 4 – 103.
- [69]. Maruyama S., Yang Y., Pitts R.A. et al. ITER Fuelling System Design and Challenges – Gas and Pellet Injection and Disruption Mitigation. Proceedings of the 23rd IAEA Fusion Energy Conference Daejeon, 11-16 October 2010. ITR/P1-28.
- [70]. Petrov M. P., Afanasyev V. I., Mironov M. I., Nesenevich V. G., Goncharov P. R., Sergeev V. Yu., Timokhin V. M.. Fuel Monitoring in ITER Plasma with the use of Neutral Particle Analysis. 1st EPS conference on Plasma Diagnostics, PoS(ECPD2015)153.
- [71]. Parail V. et al. Integrated modelling of ITER reference scenarios // Nucl. Fusion – 49. – 075030 – 2009.
- [72]. Waltz R. E. et al. A gyro-Landau-fluid transport model // Phys. Plasmas – 1997. – 4 – 2482.
- [73]. Pereverzev G.V. et al. ASTRA: Automated System for Transport Analysis in Tokamak. Max-Planck Institutes Report, IPP 5/98 (1998).