

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

На правах рукописи

Шевелев Александр Евгеньевич

РАЗВИТИЕ МЕТОДОВ ГАММА-СПЕКТРОСКОПИИ
ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ УБЕГАЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ
В КОМПАКТНЫХ ТОКАМАКАХ

Специальность: **01.04.08** – Физика плазмы

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук

Лебедев Сергей Владимирович

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург

2019

Оглавление

Введение	5
Глава 1. Теоретические основы процессов генерации и транспорта убегающих электронов в токамаке.....	17
1.1. Известные механизмы возникновения убегающих электронов	17
1.1.1. Традиционный механизм	18
1.1.2. Лавинный механизм	20
1.1.3. Распад трития.....	22
1.1.4. Комптоновское рассеяние.....	23
1.2. Пределы энергии убегающих электронов.....	24
1.2.1. Время ускорения электронов.....	25
1.2.2. Дрейфовое смещение орбиты.....	26
1.2.3. Резонансное взаимодействие с возмущениями магнитного поля	26
1.2.4. Синхротронное излучение	27
1.2.5. Тормозное излучение	28
1.2.6. Развитие плазменных неустойчивостей	28
1.3. Выводы к Главе 1	29
Глава 2. Детекторы гамма-излучения, используемые для диагностики ускоренных электронов в плазме токамака	31
2.1. Требования к гамма детекторам, используемым для детектирования жесткого рентгеновского излучения	31
2.2. Взаимодействие гамма-излучения с веществом детектора.....	33
2.3. Полупроводниковые детекторы.....	36
2.4. Сцинтилляционные детекторы	38
2.4.1. Органические сцинтилляторы.....	38
2.4.2. Неорганические сцинтилляторы	39
2.5. Фотоприемники сцинтилляционных детекторов	43
2.5.1. Фотоэлектронные умножители	43
2.5.2. Полупроводниковые фотоприемники	48
2.6. Выводы к Главе 2	52

Глава 3. Разработка спектрометрических систем диагностики жесткого рентгеновского излучения для компактных токамаков	54
3.1. Развитие систем сбора и обработки информации спектрометров жесткого рентгеновского излучения	54
3.1.1. Спектрометр жесткого РИ с традиционным АЦП на токамаке ФТ-2.....	54
3.1.2. Система НХР диагностики с традиционным АЦП на токамаке Глобус-М	56
3.2. Разработка методики цифровой обработки сигнала гамма-детектора.....	60
3.2.1. Использование высокоскоростного устройства оцифровки сигнала в системе НХР диагностики на токамаке Глобус-М	60
3.2.2. Цифровая обработка сигнала сцинтилляционных детекторов	64
3.2.3. Тестирование и сравнительный анализ используемых систем сбора и обработки информации.....	68
3.3. Разработка спектрометрических систем с использованием детекторов LaBr ₃ (Ce)	72
3.3.1. Спектрометр жесткого рентгеновского излучения на токамаке ФТ-2.....	72
3.3.2. Мульти-детекторная спектрометрическая система на токамаке ТУМАН-3М.....	74
3.4. Выводы к Главе 3	77
Глава 4. Восстановление энергетического распределения убегающих электронов по измеренным спектрам жесткого рентгеновского излучения.....	79
4.1. Разработка методов восстановления энергетических распределений убегающих электронов по измеренным спектрам жесткого рентгеновского излучения	79
4.2. Монте-Карло моделирование генерации и транспорта жесткого рентгеновского излучения.....	85
4.3. Проверка алгоритмов деконволюции спектров жесткого рентгеновского излучения	91
4.4. Определение максимальной энергии убегающих электронов по восстановленной функции энергетического распределения	95
4.5. Тестирование кода DeGaSum в измерениях на токамаке ТУМАН-3М.....	96
4.6. Выводы к Главе 4	100

Глава 5. Применение методов гамма-спектроскопии для диагностики убегающих электронов в компактных токамаках ФТИ им. А.Ф. Иоффе	101
5.1. Наблюдения влияния магнитогидродинамической активности на удержание убегающих электронов	101
5.1.1. Вспышки магнитогидродинамической активности малой периодичности (70-300 мкс).....	101
5.1.2. Спектрометрические измерения жесткого рентгеновского излучения во время пилообразных колебаний.....	104
5.2. Изучение генерации и поведения убегающих электронов в экспериментах по увлечению тока с помощью нижнегибридных волн.....	112
5.2.1. Эксперименты по подъему и поддержанию плазменного тока в сферическом токамаке Глобус-М с помощью волн нижнегибридного диапазона.....	112
5.2.2. Влияние нижнегибридного увлечения тока на поведение убегающих электронов в токамаке ФТ-2.....	116
5.3. Изучение генерации и потерь убегающих электронов в разрядах с омическим нагревом плазмы в токамаке ТУМАН-3М.....	121
5.4. Исследование предельной энергии убегающих электронов	126
5.4.1. Изучение пределов ускорения электронов в ФТ-2.....	126
5.4.2. Пределы ускорения убегающих электронов в токамаке ТУМАН-3М.....	134
5.5. Выводы к Главе 5	136
Заключение	139
Благодарности	141
Список сокращений	142
Литература.....	143

Введение

По мере того, как эксперименты по термоядерному синтезу с магнитным удержанием плазмы приближаются к разработке реакторов, таких как экспериментальный реактор ИТЭР и демонстрационный реактор ДЕМО, возникают ключевые технические и научные проблемы. В сочетании с чрезмерными электромагнитными силами, радиационными и тепловыми нагрузками, действующими на компоненты первой стенки камеры токамака, на стадии гашения разряда индуцируются сильные продольные (в тороидальном направлении) электрические поля. Если эти электрические поля достаточно велики, чтобы преодолеть диссипативный эффект кулоновских столкновений, они переводят плазменные электроны в режим неограниченного ускорения (так называемый режим «убегания») [1-4]. Это ускорение неизбежно приводит к релятивистским энергиям, приобретенным убегающими электронами (УЭ). Срывы разряда в токамаках часто являются причиной образования популяций высокоэнергичных убегающих электронов (УЭ). Генерация интенсивных пучков УЭ с релятивистскими энергиями наблюдалась во время срывов на токамаках JET [5-9], Tore Supra [10], JT-60U [11] и TFTR [12]. Плотность УЭ, рожденных во время таких событий в больших токамаках, достаточно высока, чтобы обеспечить токи до 60-70% от величины плазменного тока непосредственно перед срывом [8]. Такие интенсивные пучки УЭ представляют собой серьезную проблему для безопасной работы токамаков, т.к. взаимодействие этих пучков с камерой приводит к высоким тепловым нагрузкам, распылению и плавлению материалов первых стенок. В Tore Supra пучок УЭ повредил активно охлаждаемый лимитер, что стало причиной утечки воды в вакуумную камеру [10]. На рисунке 1 показана фотография, сделанная в момент взаимодействия пучка УЭ с лимитером на токамаке ALCATOR C-Mod [13]

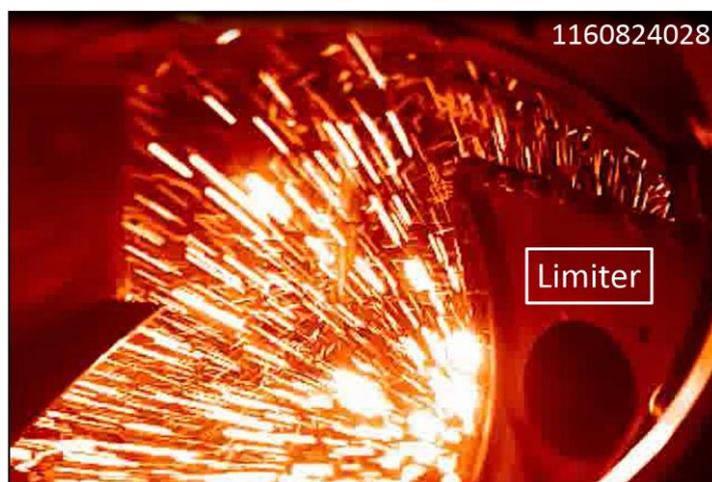


Рисунок 1 – Поток искр, возникающих в результате взаимодействия пучка УЭ с лимитером во время спада тока плазмы в конце разряда Alcator C-Mod

Предполагается, что срывы на токамаке ИТЭР смогут генерировать гораздо более высокие токи УЭ, что приведет к очень серьезным последствиям при взаимодействии с первой стенкой. Моделирование процесса убегания, которое может происходить при значительных срывах в ИТЭР, предсказывает возможность генерации токов УЭ до 10 МА в диапазоне энергий до нескольких десятков МэВ [14]. Локализованное взаимодействие таких интенсивных пучков УЭ с окружающими материалами неизбежно приведет к недопустимым нагрузкам и разрушению первой стенки [15]. Следовательно, в токамаке-реакторе, типа ИТЭР, генерация УЭ недопустима. Таким образом, контроль генерации убегających электронов в плазме токамака является необходимым условием для безопасной работы на больших плазменных установках, таких как JET [8,9] или ИТЭР [16,17]. Согласно требованиям ИТЭР к диагностическим измерениям, в плазме реактора должны контролироваться два параметра, связанные с УЭ: максимальная энергия УЭ и переносимый ими ток [16]. Максимальная энергия УЭ должна быть определена с точностью 20% в диапазоне до 100 МэВ. Ток, переносимый пучком УЭ на стадии гашения разряда, должен быть определен с 30% точностью. Временное разрешение для обоих параметров - 10 мс.

Чтобы достичь высоких значений энергии (до десятков МэВ), электрону необходимо проделать порядка миллиона оборотов вдоль тора, поэтому появление таких электронов является признаком высокого качества магнитной конфигурации. Это еще одна из причин изучения убегających электронов. Важны теоретические исследования механизмов возникновения убегających электронов, которые могли бы позволить прогнозировать величину их энергии и количество, а также предсказать их поведение в плазме токамака в широком диапазоне изменения параметров. Необходимо развитие методов диагностики быстрых электронов в плазме и инструментов для их контроля, в том числе, исследование способов ограничения энергии. МГД активность и неустойчивости, которые могут развиваться на любой стадии плазменного разряда, уменьшают время удержания ускоренных частиц, а значит ограничивает энергию, которую способны набрать электроны, ускоряющиеся в вихревом электрическом поле. Еще одним фактором, способным ограничить максимальную энергию электронов являются флуктуации магнитного поля, вызванные конечным числом обмоток тороидального магнитного поля.

Однако выбор инструментов, позволяющих диагностировать рождение и эволюцию пучка ускоренных электронов в плазме и определять его параметры (энергетическое распределение и ток), ограничен. Это требует применения различных методов диагностики УЭ, поскольку быстрые электроны могут генерировать излучение в широком диапазоне

энергий, а различные методы диагностики могут иметь ограниченную чувствительность. Помимо наличия ограниченного числа методов обнаружения УЭ [19], еще меньше диагностик, способных обеспечить измерение их энергий. Гамма-спектроскопия горячей плазмы на данный момент является фактически единственным методом, позволяющим оценить энергетическое распределение УЭ. Регистрация жесткого рентгеновского излучения, испускаемого ускоренными электронами при взаимодействии с компонентами плазмы или материалами камеры токамака, позволяет не только диагностировать наличие пучка УЭ в токамаке, но также определять максимальную энергию, функцию энергетического распределения электронов, а в случае двумерного измерения профиля источника тормозного излучения, оценить ток убегания [20].

Диагностика убегających электронов в плазменном эксперименте методами гамма-спектроскопии является непростой задачей. Спектрометр должен обеспечивать стабильную работу в широком диапазоне скоростей счета, для работы в условиях высоких потоков нейтронного и гамма-излучения детекторы должны быть радиационно стойкими. Также, измерения проводятся в условиях наличия магнитных полей токамака, поэтому светоприемники детекторов должны быть либо нечувствительны к их действию, либо хорошо экранированы. Сложность функции отклика спектрометра на гамма-излучение в комбинации искажением анализируемого спектра рентгеновского излучения, обусловленного его рассеянием на частицах плазмы и конструкционных материалах стенок и лимитеров, дополнительно усложняют восстановление энергетического распределения электронов в плазме.

Компактные токамаки предоставляют отличную возможность для изучения генерации и эволюции пучка убегających электронов в режимах с различной плотностью и различными методами нагрева плазмы и поддержания плазменного тока. В имеющихся в ФТИ им. А.Ф. Иоффе токамаках ФТ-2, ТУМАН-3М и Глобус-М электроны могут ускоряться до энергий выше 10 МэВ, вызывая интенсивное тормозное излучение при взаимодействии с материалами лимитера и вакуумной камеры. Разработанные методики регистрации и анализа гамма-излучения могут быть применены и применяются при проектировании диагностических систем крупных плазменных установок, таких как крупнейший действующий токамак JET и токамак-реактор ИТЭР. Таким образом, развитие методов гамма-спектроскопии для диагностики убегających электронов в компактных токамаках является актуальной научной задачей.

Цель данного исследования – развитие и практическое применение методов гамма-спектрометрии для исследования характеристик убегающих электронов в плазме токамаков.

Для достижения поставленной цели следовало решить следующие **задачи**:

1. Развить методы гамма-спектроскопии для обеспечения режима непрерывных измерений спектров жесткого рентгеновского излучения в плазменных экспериментах;

2. Разработать и ввести в строй гамма-спектрометрические системы диагностики убегающих электронов на токамаках ФТИ им. А.Ф. Иоффе ФТ-2, ТУМАН-3М и Глобус-М для изучения убегающих электронов и их роли в различных физических явлениях;

3. Адаптировать алгоритмы восстановления энергетических распределений убегающих электронов по измеренным спектрам жесткого рентгеновского излучения для применения в экспериментах на компактных токамаках ФТИ им. А.Ф. Иоффе ФТ-2, ТУМАН-3М и Глобус-М;

4. Исследовать методами гамма-спектроскопии характеристики убегающих электронов и их влияние на физику удержания плазмы в различных режимах работы токамаков ФТИ им. А.Ф. Иоффе.

Объект исследования: убегающие электроны в плазме токамаков в энергетическом диапазоне от 0,1 до 20 МэВ.

Научная новизна работы заключается в следующем:

- развиты методы спектрометрии гамма-излучения в экспериментах на токамаках;
- разработаны методологические основы спектрометрии гамма-излучения при помощи детекторов со сцинтилляторами $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, включая разработку методов цифровой обработки сигналов, записанных с высокой частотой дискретизации, позволяющие достичь скорости счета в спектрометрическом режиме измерений до 10^7 с^{-1} ;
- развиты алгоритмы восстановления энергетических распределений убегающих электронов по спектрам жесткого рентгеновского излучения, вызываемого взаимодействием электронов с материалами камеры токамака;
- получены новые экспериментальные данные о влиянии неустойчивостей и, в частности, «пилообразной» активности плазмы на удержание убегающих электронов в разрядах на токамаках ФТ-2, ТУМАН-3М и Глобус-М;

- получены экспериментальные данные об эволюции энергетических распределений убегающих электронов в разрядах с омическим нагревом плазмы на токамаках ФТ-2, ТУМАН-3М и Глобус-М;
- получены экспериментальные данные о влиянии нижнегибридного увлечения тока на поведение убегающих электронов в токамаке ФТ-2.

Практическая ценность полученных результатов диссертационной работы заключается в следующем:

- созданные спектрометры гамма-излучения нашли применение в экспериментальных исследованиях характеристик плазмы на токамаках ФТ-2, ТУМАН-3М и Глобус-М;
- разработанные методики цифровой обработки и амплитудного анализа сигнала сцинтилляционных детекторов применяются в экспериментах с термоядерной плазмой на токамаках JET и ASDEX Upgrade;
- разработанные методики регистрации высокоэнергичного гамма-излучения и восстановления энергетического распределения убегающих электронов будут применены при проектировании гамма-спектрометрического комплекса для диагностики плазмы термоядерного реактора ИТЭР;

Положения, выносимые на защиту:

1. На токамаках ФТИ им. А.Ф. Иоффе в результате разработки систем детектирования и методик обработки сигналов сцинтилляционных детекторов осуществлен переход от потоковых измерений жесткого рентгеновского излучения к непрерывной регистрации его спектров с временным разрешением $1 \div 5$ мс;
2. Разработана мульти-детекторная гамма-спектрометрическая система на токамаке ТУМАН-3М в составе двух $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и одного $\text{NaI}(\text{Tl})$ спектрометров, позволяющая проводить анализ распределений жесткого рентгеновского излучения при скорости счета квантов до 10^7 с^{-1} ;
3. Проведено численное моделирование методом Монте-Карло спектра тормозного излучения, генерируемого убегающими электронами в токамаках ФТ-2, ТУМАН-3М и Глобус-М, а также функций отклика гамма-детекторов, используемых в измерениях спектров УЭ на данных токамаках;
4. Получены результаты исследования эволюции максимальной энергии убегающих электронов (E_{max}) в различных режимах работы токамаков по спектрам жесткого

рентгеновского излучения. Результаты анализа механизмов, ограничивающих E_{\max} на токамаках ФТ-2 и ТУМАН-3М;

5. Получены результаты исследования влияния пилообразных колебаний на функцию распределения убегающих электронов. Вывод о превышении E_{\max} убегающих электронов в фазе срыва пилы над ее величиной в фазе роста на Глобусе-М и ТУМАН-3М. Оценен коэффициент диффузии убегающих электронов в разрядах с пилообразными колебаниями на токамаке ТУМАН-3М;

Апробация работы

Материалы, вошедшие в диссертацию, доложены на научных семинарах в ФТИ им. А.Ф. Иоффе, а также на научных семинарах в зарубежных лабораториях: на токамаке ASDEX-Upgrade, Институт Физики Плазмы им. Макса Планка, г. Гархинг, Германия; на токамаке JET, Калэмский научный центр, г. Абингдон, Великобритания; на токамаке COMPASS, Институт Физики Плазмы, Прага, Чехия.

Полученные результаты неоднократно представлены и обсуждены на международных совещаниях экспертных групп ИТРА (International Tokamak Physics Activity) по диагностике (ИТРА Diagnostics Topical Group) и физике энергетических частиц (ИТРА Energetic Particle Physics Topical Group), в которых автор является представителем России.

Результаты были представлены на международных и всероссийских конференциях:

- Звенигородская (Международная) конференция по физике плазмы и УТС (2004, 2010, 2011, 2013, 2014, 2015, 2018 гг.)
- Всероссийская конференция «Диагностика высокотемпературной плазмы» (2003, 2007, 2017 гг.)
- EPS Conference on Plasma Physics (1998, 1999, 2000, 2002, 2003, 2004, 2005, 2006, 2010, 2001, 2013, 2015 гг.)
- International Conference on Burning Plasma Diagnostics; Varenna, Italy; 24-28 September 2007;
- IAEA Fusion Energy Conference (2010, 2012, 2014, 2016, 2018 гг.)
- International Conference on Fusion Reactor Diagnostics, Varenna, Italy, September 9-13, 2013;
- 2nd European Conference on Plasma Diagnostics, Bordeaux, France, April 18-21, 2017.

Результаты и материалы, изложенные в диссертации, опубликованы в ведущих журналах по физике плазмы и экспериментальной ядерной физике «Nuclear Fusion»,

«Plasma Physics and Controlled Fusion», «Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment», «Review of Scientific Instruments», «Приборы и техника эксперимента», «Физика Плазмы», «Письма в Журнал Технической Физики», и других. Результаты вошли в состав цикла работ научной группы, занявшего первое место в конкурсе работ ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН в 2010 г. и удостоенного премии РАН им. Л.А. Арцимовича в том же году.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

Главы в монографиях, индексируемых в БД “Scopus”

- A1.** Zaveryaev V., Chugunov I., **Shevelev A.**, Kiptily V., Experimental nuclear physics methods. // Monograph. “Fusion Physics”. Edited by Mitsuru Kikuchi, Karl Lackner, Minh Quang Tran. International Atomic Energy Agency. Vienna. 2012. pp. 412-426

Статьи в журналах, индексируемых в БД “Web of Science” и “Scopus”

- A2.** Есипов Л.А., Итс Е.Р., Киптилый В.Г., Крикунов С.В., Лашул С.И., Подушникова К.А., Полуновский И.А., Рождественский В.В., Фефелов С.А., Чугунов И.Н., **Шевелев А.Е.**, Комбинированная диагностика ускоренных электронов в токамаке ФТ-2 // Физика плазмы. 1998. - Vol. 24, No. 3, стр. 257–261.

Esipov L.A., Its E. R., Kiptilyi V.G., Krikunov S.V., Lashkul S.I., Podushnikova K.A., Polunovskii I.A., Rozhdestvenskii V.V., Fefelov S.A., Chugunov I.N., and Shevelev A.E., A combined diagnostic technique for studying accelerated electrons in the FT-2 tokamak // Plasma Physics Reports, 1998. - Vol. 24, 3, pp. 228-232

- A3.** **Шевелев А.Е.**, Чугунов И.Н., Гусев В.К., Петров Ю.В., Рождественский В.В., Минеев А.Б. Сахаров Н.В., Дойников Д.Н., Изотов А.Л., Крикунов С.В., Найденов В.О., Подушникова К.А., Полуновский И.А., Гин Д.Б., Чугунов А.И. Исследование убегающих электронов на токамаке Глобус-М. // Физика плазмы. 2004. - Том 30, № 2. стр. 180-184

Shevelev A.E., Chugunov I.N., Gusev V.K., Petrov Y.V., Rozhdestvenskii V.V., Mineev A.B., Sakharov N.V., Doinikov D.N., Izotov A.L., Krikunov S.V., Naidenov V.O., Podushnikova K.A., Polunovskii I.A., Gin D.B., Chugunov A.I. Studies of Runaway Electrons in the Globus-M Tokamak. // Plasma Phys. Rep. 2004. - Vol. 30. № 2. P.159

- A4.** Гин Д.Б., Чугунов И.Н., **Шевелев А.Е.**, Развитие методики высокоскоростной гамма-спектрометрии // Приборы и техника эксперимента. 2008. - Том 2. стр. 89-94

- Gin D.B., Chugunov I.N., **Shevelev A.E.**, Development of a technique for high-speed gamma-ray spectrometry // *Instruments and Experimental Techniques*. 2008. - Vol. 51. No. 2, pp. 240–245.
- A5.** Gusev V.K., Aleksandrov S.E., Alimov V.K., Arkhipov I.I., Ayushin B.B., Barsukov A.G., Ber B.Y., Chernyshev F.V., Chugunov I.N., Dech A.V., Golant V.E., Gorodetsky A.E., Dyachenko V.V., Kochergin M.M., Kurskiev G.S., Khitrov S.A., Khromov N.A., Lebedev V.M., Leonov V.M., Litunovsky N.V., Mazul I.V., Minaev V.B., Mineev A.B., Mironov M.I., Miroshnikov I.V., Mukhin E.E., Nikolaev Y.A., Novokhatsky A.N., Panasenkov A.A., Patrov M.I., Petrov M.P., Petrov Y.V., Podushnikova K.A., Rozhansky V.A., Rozhdestvensky V.V., Sakharov N.V., Shcherbinin O.N., Senichenkov I.Y., **Shevelev A.E.**, Suhov E.V., Trapesnikova I.N., Terukov E.I., Tilinin G.N., Tolstyakov S.Y., Varfolomeev V.I., Voronin A.V., Zakharov A.P., Zalavutdinov R.K., Yagnov V.A., Kuznetsov E.A., Zhilin E.G., Overview of results obtained at the Globus-M spherical tokamak // *Nuclear Fusion*. 2009. - Vol. 49. 104021
- A6.** Gusev V.K., Aminov R.M., Berezutskiy A.A., Bulanin V.V., Chernyshev F.V., Chugunov I.N., Dech A.V., Dyachenko V.V., Ivanov A.E., Khitrov S.A., Khromov N.A., Kurskiev G.S., Larionov M.M., Melnik A.D., Minaev V.B., Mineev A.B., Mironov M.I., Miroshnikov I.V., Mukhin E.E., Novokhatsky A.N., Panasenkov A.A., Patrov M.I., Petrov A.V., Petrov Yu.V., Podushnikova K.A., Rozhansky V.A., Rozhdestvensky V.V., Sakharov N.V., **Shevelev A.E.**, Senichenkov I.Yu., Shcherbinin O.N., Stepanov A.Yu., Tolstyakov S.Yu., Varfolomeev V.I., Voronin A.V., Yagnov V.A., Yashin A.Yu., Zhilin E.G., Investigation of beam- and wave-plasma interactions in spherical tokamak Globus-M // *Nuclear Fusion*. 2011. – Vol.51. 103019
- A7.** Chugunov I.N., **Shevelev A.E.**, Gin D.B., Kiptily V.G., Gorini G., Nocente M., Tardocchi M., Doinikov D.N., Naidenov V.O., Khilkevitch E.M., Development of gamma-ray diagnostics for ITER // *Nuclear Fusion*. 2011. - Vol. 51. 083010
- A8.** Хилькевич Е.М., **Шевелев А.Е.**, Чугунов И. Н., Найденов В.О., Гин Д.Б., Дойников Д.Н., Применение методов деконволюции к спектрам гамма-излучения термоядерной плазмы // *Письма в Журнал Технической Физики*. 2013. - Том 39. №1 стр. 19-27
- Khilkevitch E.M., **Shevelev A.E.**, Chugunov I.N., Naidenov V.O., Gin D.B., Doinikov D.N., Application of deconvolution methods to gamma-radiation spectra of thermonuclear plasma // *Technical Physics Letters*. 2013. - Vol. 39. №1 pp. 63-67

A9. Дьяченко В.В., Гусев В.К., Ларионов М.М., Мельник А.Д., Новохацкий А.Н., Петров Ю.В., Рождественский В.В., Сахаров Н.В., Степанов А.Ю., Хитров С.А., Хромов Н.А., Чернышев Ф.В., **Шевелев А.Е.**, Щербинин О.Н., Бендер С.Е., Кавин А.А., Лобанов К.М., Безындукционное создание плазмы и генерация тока в сферическом токамаке ГЛОБУС-М // Физика плазмы. 2013. – том 39. №3. Стр. 219-228

D'yachenko V.V., Gusev V.K., Larionov M.M., Mel'nik A.D., Novokhatskii A.N., Petrov Y.V., Rozhdestvenskii V.V., Sakharov N.V., Stepanov A.Y., Khitrov S.A., Khromov N.A., Chernyshev F.V., **Shevelev A.E.**, Shcherbinin O.N., Bender S.E., Kavin A.A., Lobanov K.M., Noninductive plasma generation and current drive in the Globus-M spherical tokamak // Plasma Physics Reports. 2013. - Vol. 39. 3. pp. 189-198

A10. **Shevelev A.E.**, Khilkevitch E.M., Kiptily V.G., Chugunov I.N., Gin D.B., Doinikov D.N., Naidenov V.O., Litvinov A. E., Polunovskii I.A, Reconstruction of distribution functions of fast ions and runaway electrons in fusion plasmas using gamma-ray spectrometry with applications to ITER // Nuclear Fusion. 2013. - Vol. 53. 123004

A11. Nocente M., Tardocchi M., Chugunov I., Pereira R. C., Edlington T., Fernandes A.M., Gin D., Grosso G., Kiptily V., Murari A., Neto A., Perelli Cippo E., Pietropaolo A., Proverbio I., **Shevelev A.**, Sousa J., Syme B., Gorini G., Energy resolution of gamma-ray spectroscopy of JET plasmas with a LaBr₃ scintillator detector and digital data acquisition // Review of Scientific Instruments. 2010. - Vol. 81, No.10, 10D321

A12. **Shevelev A.E.**, Khilkevitch E.M., Lashkul S.I., Rozhdestvensky V.V., Altukhov A.B., Chugunov I.N., Doinikov D.N., Esipov L.A., Gin D.B., Piasova M.V., Naidenov V.O., Nersesyan N.S., Polunovsky I.A., Sidorov A.V., Kiptily V.G., High performance gamma-ray spectrometer for runaway electron studies on the FT-2 tokamak // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2016. - Vol. 830. pp. 102-108

A13. Тукачинский А.С., Аскинази Л.Г., Балаченков И.М., Белокуров А.А., Гин Д.Б., Жубр Н.А., Корнев В.А., Лебедев С.В., Хилькевич Е.М., Чугунов И.Н., **Шевелев А.Е.**, Альфвеновские колебания в омических разрядах с убегающими электронами в токамаке ТУМАН-3М // Письма в Журнал Технической Физики. 2016. – том 42. Вып. 24. Стр.72-78

Tukachinsky A.S., Askinazi L.G., Balachenkov I.M., Belokurov A.A., Gin D.B. Zhubr N.A., Kornev V.A., Lebedev S.V., Khil'kevich E.M., Chugunov I.N., **Shevelev A.E.**, // Alfven

oscillations in ohmic discharges with runaway electrons in the TUMAN-3M tokamak. Technical Physics Letters. 2016. - Vol. 42. 12. pp. 1167-1169

- A14. Shevelev A.**, Khilkevitch E., Tukachinsky A., Pandya S., Askinazi L., Belokurov A., Chugunov I., Doinikov D., Gin D., Iliasova M., Kiptily V., Kornev V., Lebedev S., Naidenov V., Plyusnin V., Polunovsky I., Zhubr N., Study of runaway electrons in TUMAN-3M tokamak plasmas // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2018. - Vol. 60. No. 7. 075009
- A15. Shevelev A.E.**, Khilkevitch E.M., Lashkul S.I., Rozhdestvensky V.V., Pandya S.P., Plyusnin V.V., Altukhov A.B., Kouprienko D.V., Chugunov I.N., Doinikov D.N., Esipov L.A., Gin D.B., Iliasova M.V., Naidenov V.O., Polunovsky I.A., Sidorov A.V., Kiptily V.G., Runaway electron studies with hard x-ray and microwave diagnostics in the FT-2 lower hybrid current drive discharges // Nuclear Fusion. 2018. - Vol. 58. 016034
- A16. Nocente M., Shevelev A.**, Giacomelli L., Pautasso G., Tardocchi M., Gin D., Gobbin M., Gorini G., Fernandes A., Herrmann A., Khilkevitch E., Panontin E., Papp G., Pereira R.C., Salewski M., Tardini G., Valisa M., High resolution gamma-ray spectrometer with MHz capabilities for runaway electron studies at ASDEX Upgrade // Review of Scientific Instruments. 2018. - Vol. 89, 10. 101124

Личный вклад автора в решение поставленных задач

Автором **лично** сформулированы цель диссертационной работы и задачи, которые было необходимо решить для ее достижения; изучено современное состояние проблемы гамма-спектроскопических измерений термоядерной плазмы; осуществлено руководство работами по разработке гамма-спектрометров для диагностики убегающих электронов на компактных токамаках ФТИ им. А.Ф. Иоффе ФТ-2, ТУМАН-3М и Глобус-М; проведено моделирование методом Монте-Карло спектров тормозного излучения, генерируемого энергичными электронами в этих токамаках; проведено моделирование функций отклика детекторов, используемых при обработке измерений жесткого рентгеновского излучения в экспериментах на токамаках ФТИ.

Совместно с научным руководителем работы д.ф.-м.н. Лебедевым С.В. сформулированы направление и тема исследований; обсуждены, обобщены и интерпретированы полученные в диссертации данные; сформулированы выводы по работе, основные научные положения, выносимые на защиту, научная новизна и практическая ценность работы.

Совместно с сотрудниками ФТИ им. А.Ф. Иоффе **к.ф.-м.н. Чугуновым И.Н., к.ф.-м.н. Гином Д.Б., Хилькевичем Е.М., Изотовым А.Л. и Ильясовой М.В.** осуществлены работы по изготовлению спектрометров гамма-излучения, используемых в экспериментах на компактных токамаках ФТИ им. А.Ф. Иоффе.

Совместно с сотрудниками ФТИ им. А.Ф. Иоффе **Хилькевичем Е.М. и Ильясовой М.В.** проведена обработка и анализ данных, полученных в экспериментах на токамаках ФТ-2, ТУМАН-3М и Глобус-М.

Совместно с сотрудниками лаборатории физики высокотемпературной плазмы ФТИ им. А.Ф. Иоффе проведены эксперименты по исследованию генерации убегающих электронов на токамаках ФТ-2, ТУМАН-3М и Глобус-М.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения и списка литературы. Принята сквозная нумерация литературных ссылок. Параграфы и рисунки нумеруются по главам. Диссертация содержит 158 страниц текста, включающего 6 таблиц и 72 рисунка.

Во введении обосновывается актуальность выбранной темы работы, сформулированы ее цель и задачи, определен объект исследования, показаны научная новизна и практическая значимость проведенных исследований, представлены научные положения, выносимые на защиту, описаны апробация работы на семинарах и конференциях различного уровня, личный вклад автора в разработку проблемы, раскрыта структура диссертации, дана характеристика каждой главы.

В первой главе рассмотрены теоретические вопросы генерации убегающих электронов в плазме токамаков. Приведены факторы, ограничивающие рост энергии электронов при их ускорении в вихревом электрическом поле.

Во второй главе рассматриваются основные типы детекторов гамма-излучения, которые могут быть задействованы в измерениях жесткого рентгеновского излучения из плазмы токамаков. Проводится анализ характеристик детекторов.

В третьей главе проводится обзор истории разработки систем сбора и обработки информации спектрометрических систем гамма-диагностики, реализованных на компактных токамаках в ФТИ им. А.Ф. Иоффе ФТ-2, ТУМАН-3М и Глобус-М. Рассматривается проблема цифровой обработки сигнала сцинтилляционных детекторов. Приводится конструкция и основные характеристики установок, разработанных для диагностики убегающих электронов на компактных токамаках ФТИ им. А.Ф. Иоффе.

Четвертая глава посвящена решению проблемы восстановления энергетического распределения убегающих электронов по регистрируемому рентгеновскому излучению из камеры токамака. Рассматриваются основные принципы моделирования процессов генерации тормозного излучения и взаимодействия его с веществом детекторов при расчете функций отклика детекторов. Описываются алгоритмы восстановления распределений убегающих электронов. Приводятся примеры восстановленных распределений из спектров жесткого РИ, зарегистрированных в экспериментах на токамаках.

Пятая глава посвящена результатам применения методов гамма-спектроскопии для диагностики убегающих электронов в компактных токамаках ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Рассматриваются результаты наблюдения влияния магнитогидродинамической активности на удержание убегающих электронов в компактных токамаках. Приводятся результаты исследований генерации и поведения убегающих электронов в экспериментах по увеличению тока с помощью нижегибридных волн, а также генерации и потерь убегающих электронов в разрядах с омическим нагревом плазмы в токамаке ТУМАН-3М. Рассматриваются результаты исследований предельной энергии убегающих электронов в токамаках ТУМАН-3М и ФТ-2.

В заключении подводятся итоги проведенных исследований. Делаются выводы о степени успешности решения поставленных задач и достижения цели исследований.

Глава 1. Теоретические основы процессов генерации и транспорта убегающих электронов в токамаке

1.1. Известные механизмы возникновения убегающих электронов

Изучение убегающих электронов в плазме токамака невозможно без исследования механизмов их возникновения. Величина энергии, которую успевают набрать электроны в процессе убегания, или то, что они достигли некоторого стационарного значения энергии в результате действия ограничивающих ее рост механизмов, определяется моментом, когда эти электроны становятся убегающими. Количество быстрых частиц определяется балансом скоростей их производства и потерь. Любое развитие убегающих потоков хронологически начинается в момент их возникновения. Если условия, в которых находится плазма, не допускают появления убегающих электронов, исследования их поведения становятся затруднительными, а, возможно, и просто лишёнными смысла.

Долгое время появление убегающих электронов (УЭ) считалось хорошо изученным феноменом, и соответствующей причиной, считался один (основной) физический механизм, называемый также называемый «традиционным», «первичным» или «дрейсеровским». Ускорение в этом случае вызвано действием электрического поля. Электрическая сила, действующая на электроны, в этом случае должна превосходить силу трения, действующую на основную массу электронов с тепловыми скоростями. С увеличением скорости электронов сечение взаимодействия их с тепловыми электронами и ионами плазмы падает, что выражается в их неограниченном ускорении. В результате теоретических и экспериментальных исследований было обнаружено, что существует другой, принципиально отличный от традиционного, но зачастую не менее важный механизм образования, предположительно особенно значимый для больших установок «лавинный» или «вторичный» механизм рождения убегающих электронов. В этом случае быстрые электроны, существующие в плазме, передают в результате близких столкновений импульс тепловым электронам и переводят их в режим неограниченного ускорения. В последнее время, в свете разработки больших токамаков-реакторов ИТЭР и DEMO, внимание ученых привлекли еще два механизма возникновения быстрых электронов в термоядерной плазме: электроны, рожденные в результате бета-распада трития с максимальной энергией 18 кэВ, и электроны приобретающие энергию в результате взаимодействия интенсивных потоков гамма-излучения с электронами плазмы и материалов камеры токамака (так называемые «комптоновские» электроны, т.к. основным механизмом взаимодействия гамма-излучения с веществом в области МэВ-ных энергий

является комптоновское рассеяние на электронах). Эти два механизма даже в отсутствии условий образования первичных УЭ способны запустить механизм их вторичной генерации. В главе рассмотрены все механизмы генерации быстрых электронов в плазме токамака.

1.1.1. Традиционный механизм

Ускорение убегающих электронов – одна из простых с точки зрения кинетического описания черт плазмы. Если в плазме присутствует не слишком слабое электрическое поле, некоторые электроны испытывают неограниченное ускорение. Причина этого явления может быть пояснена через поведение силы трения, действующей на движущиеся электроны. Это немонотонная функция скорости, имеющая максимум при скорости тепловых электронов

$$v = v_{Te} = \left(\frac{2 \cdot T_e}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.1)$$

Для электронов, движущихся быстрее, частота столкновений уменьшается с ростом скорости $\nu_e(v) \sim \hat{\nu}_{ee}(v_{Te}/v)^3$, где $\hat{\nu}_{ee} = n_e e^4 \ln \Lambda / 4\pi \epsilon_0^2 m_e^2 v_{Te}^3$, так что сила трения равна $F(v) = m_e \cdot \nu_e(v) \cdot v \sim v^{-2}$ [21]. Здесь $\ln \Lambda$ – кулоновский логарифм; n_e – плотность электронов; e – заряд электрона. Открытие этого феномена обычно приписывают Дрейсеру [1,2], обратившего на это явление внимание научных кругов, однако об этом уже говорилось в более ранних работах [22,23].

Если же электрическое поле достаточно велико, так что оно превышает величину дрейсеровского поля,

$$E_D = \frac{n_e \cdot e^3 \cdot \ln \Lambda}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0^2 \cdot T_e}, \quad (1.2)$$

так что сила, действующая со стороны электрического поля, превышает максимальную силу трения, то убежание происходит со всей электронной компонентой. Классическая проблема кинетической теории убегающих электронов заключалась в вычислении скорости генерации убегающих электронов в случае слабого электрического поля, приложенного к однородной плазме. В случае, если в плазме начинается образование убегающих электронов, её состояние перестаёт быть стационарным, но в случае, если $E_{||} < E_D$, скорость образования УЭ мала, так что функция распределения основного числа электронов остаётся практически максвелловской, в то время, как частицы с её хвоста начинают испытывать неограниченное ускорение. В этом случае математически проблема заключается в решении стационарного кинетического уравнения

$$-\frac{e \cdot E}{m_e} \cdot \frac{\partial f}{\partial v} = C(f), \quad (1.3)$$

где $C(f)$ – столкновительный оператор, записываемый далее в форме Фоккера-Планка, описывающий столкновения быстрых электронов с основной массой максвелловских электронов.

Уравнение можно написать более подробно в следующем виде [21]:

$$-\frac{eE_{\parallel}}{m_e} \left(\frac{\partial f}{\partial v} + \frac{1-\xi^2}{v} \frac{\partial f}{\partial \xi} \right) = \hat{v}_{ee} v_{Te}^3 \left[\frac{1+Z}{2v^3} \frac{\partial}{\partial \xi} \left((1-\xi^2) \cdot \frac{\partial f}{\partial \xi} \right) + \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left(f + \frac{T_e}{m_e v} \frac{\partial f}{\partial v} \right) \right], \quad (1.4)$$

где $\xi = \frac{v_{\parallel}}{v}$ – косинус угла наклона по отношению к магнитной оси, а Z – эффективный заряд

ионов. Эти вычисления были проделаны в работах [24,25,26], и результат их может быть выражен в форме скорости роста плотности убегающих электронов большой энергии [21]:

$$\frac{dn_r}{dt} = kn_e \hat{v}_{ee} \epsilon^{-3(1+Z)/16} \exp \left(-\frac{1}{4\epsilon} - \sqrt{\frac{1+Z}{\epsilon}} \right), \quad (1.5)$$

где k – коэффициент порядка единицы, а $\epsilon = |E_{\parallel}|/E_D \ll 1$. Если в рассмотрении учитывать так же релятивистские эффекты, то можно обнаружить, что сила трения, действующая на быстрые частицы, не уменьшается постоянно вплоть до нуля, а остаётся конечной для высоких значений скоростей. Это приводит к тому, что убегающие электроны не могут образовываться, пока электрическое поле не превысит значение критического поля

$$E_c = \frac{n_e e^3 \ln \Lambda}{4\pi \epsilon_0^2 m_e c^2} = \frac{T_e E_D}{m_e c^2}. \quad (1.6)$$

Это также одна из причин, почему стационарные токамаки не могут функционировать за счёт убегающих электронов: индуктивное электрическое поле, используемое для поддержания тока в омических разрядах обычно меньше, чем E_c . Коннор и Хасты [27] решили уравнение для функции распределения с релятивистским оператором столкновений и получили уточнённую величину генерации убегающих электронов:

$$\lambda_R = C(Z_{eff}) \cdot \eta_{tor} \cdot n_e \cdot v_{ee} \cdot \left(\frac{E_{\parallel}}{E_D} \right)^{-h(\alpha, Z_{eff})} \exp \left[-\frac{S(\alpha) E_D}{4 E_{\parallel}} - \left(\frac{2E_D}{E_{\parallel}} \right)^{1/2} \Gamma(\alpha, Z_{eff}) \right] \quad (1.7)$$

Здесь n_e – электронная плотность плазмы, v_{ee} – частота электрон-электронных столкновений; E_D – поле Дрейсера. $C(Z_{eff})$ является поправочным коэффициентом порядка единицы и может быть оценен как $C(Z_{eff}) = 0,21 + 0,11 \times Z_{eff}$ [7,28]. η_{tor} – тороидальный поправочный коэффициент, определяемый с учетом влияния тороидальности [29], где $\epsilon =$

r/R . Другие параметры, используемые в уравнении (1.7), вычисляются с использованием уравнений (1.8) – (1.11):

$$\alpha = \left(\frac{E_{\parallel}}{E_D} \right) \left(\frac{m_e c^2}{T_e} \right) \quad (1.8)$$

$$h(\alpha, Z_{eff}) = \frac{1}{16(\alpha-1)} \left[\alpha(Z_{eff} + 1) - Z_{eff} + 7 + 2 \sqrt{\frac{\alpha}{\alpha-1}} (1 + Z_{eff})(\alpha - 2) \right] \quad (1.9)$$

$$S(\alpha) = 8\alpha \left(\alpha - \frac{1}{2} - \sqrt{\alpha(\alpha - 1)} \right) \quad (1.10)$$

$$\Gamma(\alpha, Z_{eff}) = \alpha \sqrt{\frac{(1+Z_{eff})\alpha^2}{8(\alpha-1)}} \left[\frac{\pi}{2} - \arcsin \left(1 - \frac{2}{\alpha} \right) \right] \quad (1.11)$$

1.1.2. Лавинный механизм

Кроме традиционного, описанного выше, механизма образования убегающих электронов существует ещё и лавинный механизм. Применение обоих механизмов важно для адекватного описания плазмы токамака и других видов плазмы. Как было показано Соколовым [30], а позже исследовано и в других работах [31,32,33], второй механизм может быть более эффективным в некоторых режимах работы токамаков. Обычно при отношении полей $E/E_D < 10^{-2}$ образование убегающих электронов по традиционному механизму становится незначимым. В основе этих исследований используется рассмотрение далёких столкновений, вызывающих небольшое изменение скоростей частиц, приводящее к диффузионному дрейфу в пространстве скоростей. Таких столкновений большинство, и остальные столкновения не важны при описании плазмы в большинстве традиционных случаев. В случае же присутствия в плазме быстрых электронов при близком столкновении скорость взаимодействующих электронов может сильно изменяться. В этом случае, энергия, переданная убегающим электроном электрону тепловому, может оказаться достаточно велика, чтобы последний тоже стал убегающим, при том, что исходный быстрый электрон может остаться достаточно энергичным, чтобы не перестать быть убегающим. Процесс размножения убегающих электронов по этому сценарию, когда число их растёт экспоненциально, получил названия «лавинного» или вторичного механизма образования убегающих электронов. Вторичным этот механизм называют в противовес традиционному, первичному, потому что для лавинного механизма требуется наличие "зерна" – начального образования – убегающих электронов, для того, чтобы он мог функционировать. Такое зерно может образоваться "традиционным" путём, хотя могут быть и другие механизмы его возникновения, описанные далее. Математическое описание этого механизма можно получить, записав уравнение (1.3) с добавкой к столкновительному члену, учитывающей жёсткие столкновения:

$$-\frac{e \cdot E}{m_e} \cdot \frac{\partial f}{\partial v} = C(f) + S \quad (1.12)$$

Здесь добавка S ответственна за близкие столкновения. Она была найдена в аналитической форме в работах [33,34]. Последнее уравнение решалось в некоторых приближениях в релятивистском виде. Возможно преобладание того или иного механизма образования убегающих электронов (см рис. 1.1).

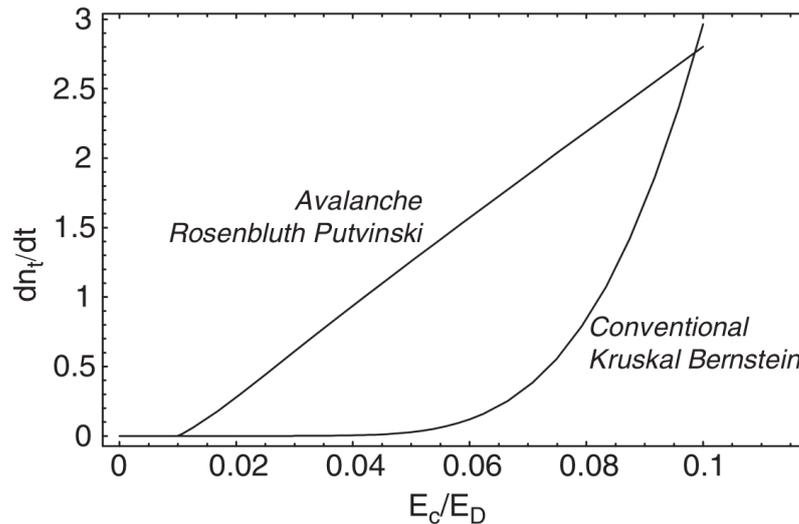


Рисунок 1.1 – Скорости обычной и лавинной генерации УЭ как функция силы поля [21]

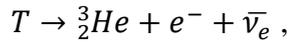
Доминирование лавинного механизма определяется двумя условиями: во-первых, значением n_r – существование «зерна»; скорость размножения этим путём также, конечно, определяется и его размером: достаточным количеством уже существующих убегающих электронов. Во-вторых, значением $E = E_{||}/E_c$, которое должно быть больше 1. При этом, преобладание лавинного механизма имеет место в случае достаточно слабого электрического поля, когда образование убегающих электронов по традиционному механизму становится экспоненциально мало с малостью ускоряющего электрического поля. Области разграничения доминирования механизмов продемонстрированы на рис. 1.1. Впервые действие лавинного механизма было зарегистрировано на токамаке TEXTOR [35], где $E_c > E > E_D$. Позже его действие наблюдали и на многих других токамаках (TFTR, Tore Supra, JET). На бразильском токамаке TCABR удалось наблюдать разряды, при которых большая часть плазменного тока переносилась убегающими электронами, образовавшимися в результате действия (преимущественно) лавинного механизма [36]. Более двадцати лет назад опытами на T-6 удалось показать, что при малых n_e можно перевести в ускорительных режим практически все электроны, переносящие ток [37]. На тот момент такие режимы считались экзотическими. Незначительный подъём плотности

термальной электронной компоненты, либо введение небольшой магнитной пробки возвращало разряд в обычное состояние.

1.1.3. Распад трития

По мере разработки крупных токамаков-реакторов, в качестве топлива в которых используется тритий, появляются другие возможные источники быстрых электронов в плазме. Один из таких источников – электроны, появившиеся в плазме в результате радиоактивного распада.

Тритий трансформируется в гелий-3 благодаря процессу бета-распада



($\bar{\nu}_e$ – электронное антинейтрино) с временем полураспада $\tau_T = 4500 \pm 8$ дней. Поэтому скорость производства бета-электронов можно записать, как [18]

$$\left(\frac{dn_\beta}{dt}\right)_T = \lambda_T n_T = \ln 2 \frac{n_T}{\tau_T}, \quad (1.13)$$

где n_T – плотность трития и $\lambda_T = \ln 2 / \tau_T$ – постоянная скорости распада трития. Только бета-электроны в энергетическом спектре бета-распада трития с энергией, превышающей критическое значение E_{crit} , будут вносить вклад в первичное убегание. Таким образом, можно было бы оценить скорость генерации из-за распада трития

$$\left(\frac{dn_\beta}{dt}\right)_T \approx n_T \nu_T(E_{crit}) = \ln 2 \frac{n_T}{\tau_T} F_\beta(E_{crit}), \quad (1.14)$$

где $\nu_T(E_{crit}) = \ln 2 \cdot F_\beta(E_{crit}) / \tau_T$ и $F_\beta(E_{crit}) = \int_{E_{crit}}^{E_{max}} f_\beta(E) dE$ – фракция бета-спектра, которая могла бы стать убегающими электронами ($f_\beta(E)$ – энергетический спектр бета-частиц, нормированный на единицу, E_{crit} – критическая энергия убегания, определенная с учетом эффекта столкновений с фоновой плазмой и примесью ионов [38], и E_{max} – максимальная энергия бета-электронов, $E_{max} = 18,6$ кэВ).

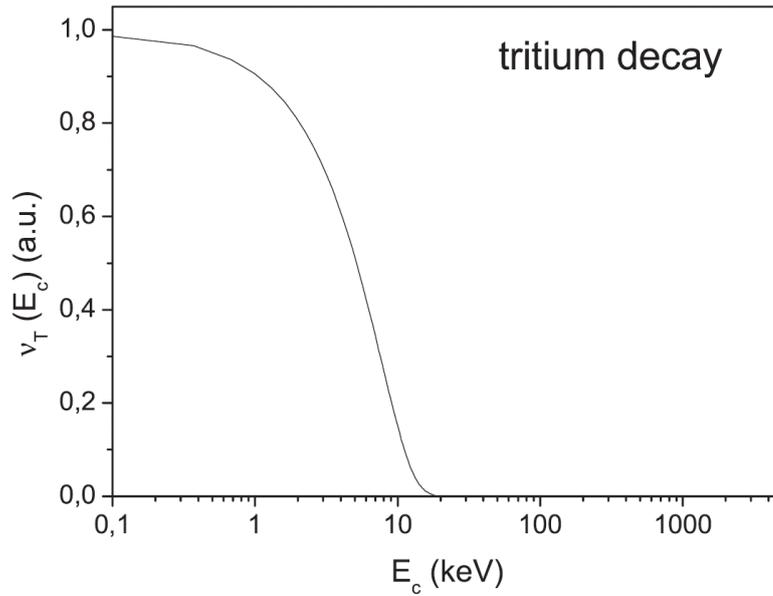


Рисунок 1.2 – $v_T \equiv (1/n_T) \cdot (dn_r/dt)_T$ в зависимости от критической энергии для генерации убегающих электронов, E_{crit} (нормирована на единицу при $E_{crit} = 0$) [18]

Зависимость скорости роста числа УЭ за счет распада трития от критической энергии генерации убегания E_{crit} проиллюстрирована на рисунке 1.2 v_T нормирована на единицу при $E_{crit} = 0$. Форма $v_T(E_{crit})$ определяется энергетическим спектром бета-частиц, которая резко падает после нескольких кэВ и становится равной нулю при $E_{crit} > 18,6$ кэВ (максимальная энергия электронов при бета-распаде трития).

1.1.4. Комптоновское рассеяние

Еще одним источником быстрых электронов в плазме крупных токамаков, таких как ИТЭР, станет интенсивное нейтронное и гамма-излучение, взаимодействующее как с компонентами плазмы, так и материалами камеры. Основным процессом взаимодействия гамма –излучения с плазмой является комптоновское рассеяние. Скорость производства УЭ, связанная с электронами, приобретшими энергию в результате комптоновского рассеяния гамма-квантов, испускаемых активированными ДТ нейтронами стенками, может быть оценена, как [18]

$$\left(\frac{dn_r}{dt}\right)_{comp} \approx n_e \int \Gamma_\gamma(E_\gamma) \sigma(E_\gamma) dE_\gamma, \quad (1.15)$$

Здесь E_γ – энергия гамма-кванта, Γ_γ – энергетическое распределение потока гамма-излучения, $\sigma(E_\gamma)$ – сечение комптоновского рассеяния фотонов с энергией E_γ .

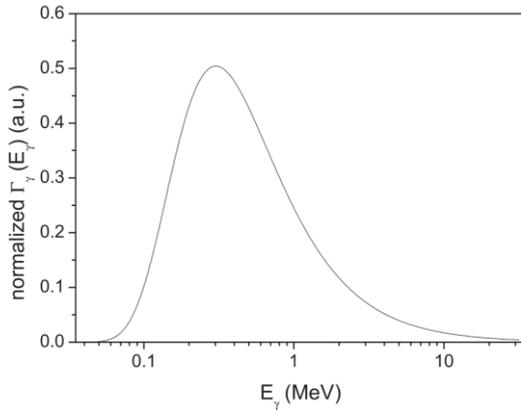


Рисунок 1.3 – Нормализованное распределение гамма-излучение в ИТЭР [18]

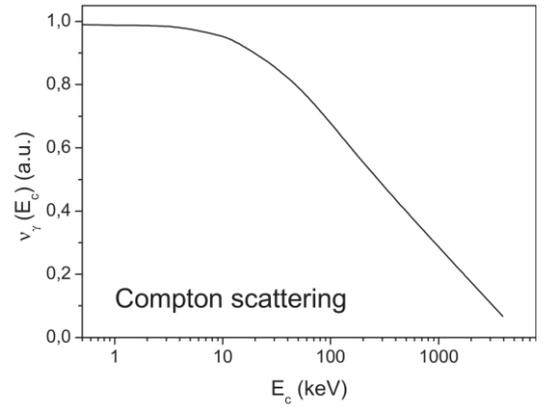


Рисунок 1.4 – $\nu_\gamma \equiv (1/n_e) \cdot (dn_\gamma/dt)_{\text{comp}}$ в зависимости от критической энергии для генерации убегающих электронов, E_c (нормирована на единицу при $E_c = 0$) [18]

Существует вклад в гамма-поток, который не зависит от мощности термоядерного синтеза, поскольку он относится к накопленной активации стенок. Типичное отношение между потоками гамма-излучения во время горения плазмы и между импульсами ИТЭР порядка 1000 [18]. На рисунке 2 приведено ожидаемое энергетическое распределение гамма-излучения на ИТЭР [18]. Комптоновские электроны могут иметь энергию до нескольких МэВ и время столкновительной релаксации до нескольких десятков миллисекунд. Значительная часть быстрых электронов, рожденных благодаря интенсивному гамма-излучению непосредственно перед гашением тока, может выжить и вызвать стремительный рост лавин при завершении разряда. Общий поток гамма-излучения в токамаке ИТЭР оценивается как $\sim 10^{18} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$ для разряда в H-моде с током плазмы 15 МА и мощностью синтеза 500 МВт [39]. Зависимость образования УЭ за счет комптоновского рассеяния от E_c проиллюстрирована на рис. 1.4, где

$$\nu_\gamma(E_{\text{crit}}) \equiv \int \Gamma_\gamma(E_\gamma) \sigma(E_\gamma) dE_\gamma \quad (1.16)$$

Функция ν_γ нормирована на единицу при значении $E_{\text{crit}}=0$. Функция $\nu_\gamma(E_{\text{crit}})$ демонстрирует гораздо более плавное снижение с E_{crit} , чем $\nu_T(E_{\text{crit}})$ для распада трития, так что, в отличие от случая «зерен» лавины из распада трития, она может дать заметный вклад при существенно более высоких значениях E_{crit} .

1.2. Пределы энергии убегающих электронов

УЭ электроны представляют собой главную угрозу в токамаках из-за повреждений, наносимых ими при выходе на стенки камеры. Проблема особенно важна при срывах, когда большая часть энергии полоидального магнитного поля может быть передана этим

энергичным электронам. Это может быть даже более актуально для установок следующего поколения, таких как ИТЕР, где при быстрой остановке плазмы ожидается появление еще большего количества УЭ, чем на существующих установках. По этой причине проводятся экспериментальные и теоретические исследования для определения условий, при которых возможно уменьшение влияния убегания во время срывов.

Знание энергии, которая может быть достигнута УЭ в плазме токамака, создает ценный инструмент для оценки влияния этих электронов при взаимодействии с материалами камеры токамака или компонентами плазмы. Далее рассматриваются факторы, ограничивающие рост энергии электронов при их ускорении в вихревом электрическом поле: (1) доступное время для ускорения электронов; (2) дрейфовое смещение орбиты, растущее по мере увеличения скорости (энергии) электронов; (3) резонансное взаимодействие с возмущениями магнитного поля, приводящее к ускоренному выходу электронов на стенку; (4) потери энергии на синхротронное излучение; (5) потери энергии на тормозное излучение и (6) развитие плазменных неустойчивостей.

1.2.1. Время ускорения электронов

Энергия, которую может достичь электрон под действием электрического поля в токамаке, зависит от времени, доступного для его ускорения. Без учета потерь на излучение, максимальная энергия может быть выражена в виде:

$$E_{max}(t) = \frac{ec}{2\pi R_0} \int_0^t V_{loop}(t') dt', \quad (1.17)$$

где R_0 – большой радиус плазмы; V_{loop} – напряжение обхода.

С научной точки зрения интерес представляет сопоставление теоретических предсказаний максимальной энергии УЭ в конкретный момент разряда с наблюдаемыми величинами. Такой анализ способен дать информацию о механизмах энергетических потерь УЭ, а также времени удержания электронов. Теоретически оценить E_{max} можно методом «пробных частиц». Уравнения пробных частиц, описывающие движение ускоренных электронов в пространстве импульсов, были получены из кинетического уравнения Фоккера-Планка для функции распределения быстрых электронов [40], в котором не учитывается угловое рассеяние в пространстве импульсов. Уравнения пробных частиц далее были дополнены учетом эффекта ускорения за счет тороидального электрического поля, столкновений с частицами плазмы, потерь на синхротронное излучение, диффузию, связанную с флуктуациями магнитного и электрического полей, а также потерь на тормозное излучение [41,42,43,44,45].

1.2.2. Дрейфовое смещение орбиты

По мере того, как энергия электрона возрастает, его орбита сдвигается наружу к большему радиусу. Орбита УЭ, рожденного при начальном радиусе r , измеренного от магнитной оси, будет смещаться в сторону низкого магнитного поля, пока она не пересечет лимитер или первую стенку при радиусе r_l . Простая оценка энергии (в предположении плоского профиля тока), при которой это произойдет, дает величину релятивистского фактора [43]

$$\gamma_{orbit} = \left[\left(2R_0 \left(1 - \frac{r}{r_l} \right) \frac{I_p}{17000r_l} \right)^2 + 1 \right]^{1/2} \quad (1.18)$$

где r – начальный радиус рождения ускоренного электрона, измеренный от магнитной оси, r_l – радиус лимитера. Ток плазмы I_p приводится в амперах. Максимальная возможная кинетическая энергия электронов $E_{orbit} = (\gamma_{orbit} - 1)mc^2$ в пределе орбитального сдвига достигается для ускоренных электронов, рожденных на магнитной оси $r = 0$. На крупных токамаках, таких как JET, предел орбитального сдвига достигается при энергии электрона в несколько десятков МэВ. На компактных токамаках он находится в пределах 10÷20 МэВ (в зависимости от стадии разряда) и его влияние на распределение УЭ может быть экспериментально изучено.

1.2.3. Резонансное взаимодействие с возмущениями магнитного поля

Экспериментальные исследования на ряде токамаков [46,47,48] показали, что, наряду с вышеперечисленными, существует ещё один механизм ограничения энергии убегающих электронов. Он связан с неоднородностью магнитного поля, в котором движется электрон, которая возникает из-за конечного числа обмоток тороидального магнитного поля. В [36] описан механизм, в котором релятивистская электронная циклотронная частота ω_{ce} является резонансной с пульсацией магнитного поля. Условие резонансного взаимодействия может быть записано в виде:

$$\omega_{ce} = \frac{eB}{\gamma m_e}, \quad (1.19)$$

где γ – релятивистический фактор $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$; $\beta = v/c$. Резонансное взаимодействие между гиродвижением электрона и n -й тороидальной гармоникой будет происходить при энергии электрона, $E_{res} = (\gamma_{res} - 1) mc^2$, где γ_{res} определяется уравнением [41,49]

$$\gamma_{res} = \frac{eB_0 R_0}{n N_c m_e c}, \quad (1.20)$$

где B_0 – величина тороидального магнитного поля на магнитной оси; N_c – число катушек тороидального магнитного поля; R_0 – большой радиус. Влияние резонанса с биениями

магнитного поля на компактных токамаках также является предметом исследований, т.к. резонанс $n=1$ на установках составляет несколько МэВ и легко достижим для изучения.

1.2.4. Синхротронное излучение

Изменение энергии E_{RE} убегающего электрона определяется разницей между величиной мощности, которая поглощается из ускоряющего электрического поля P_{ab} , и величиной мощности, потерянной на излучение P_{ir} .

$$\frac{dE_{RE}}{dt} = P_{ab} - P_{ir} \quad (1.21)$$

Потерями энергии на трение можно пренебречь по сравнению с радиационными потерями. Максимальная энергия, которую может достичь электрон достигается при условии $P_{ab} - P_{ir}=0$.

Можно записать энергию электрона, достигшего предела по синхротронному излучению, как $E_S = (\gamma_S - 1)m_e c^2$, где γ_S – релятивистский фактор для предельной энергии по синхротронному излучению.

В [41] было показано, что в зависимости от величины электрического поля, можно рассмотреть два режима γ_S . Для низких значений электрического поля преобладает эффект, связанный с гиродвижением электрона. Тогда

$$\gamma_S \approx \frac{D(D-1)}{\alpha F_{gy}}, \quad (1.22)$$

при условии $\frac{\alpha F_{gy} \gamma_S}{D} \gg F_{gc} \gamma_S^4$.

Здесь $D = E_{||}/E_c$ – нормированное электрическое поле; $E_c = \left(\frac{kT_e}{m_e c^2}\right) E_D$, где E_D – поле Дрейсера; $\alpha = 1 + Z_{eff}$, F_{gc} и F_{gy} – параметры, описывающие два вклада в радиационные потери электрона – тороидальное движение и гиродвижение электрона, соответственно:

$$F_{gc} = F_{gy} \left(\frac{m_e c}{e B_0 R_0}\right)^2 \quad (1.23)$$

$$F_{gy} = \frac{2 \varepsilon_0 B_0^2}{3 n_e \ln \Lambda m_e} \quad (1.24)$$

Здесь B_0 – тороидальное магнитное поле; R_0 – большой радиус; n_e – электронная плотность; e – заряд электрона; m_e – масса электрона; $\ln \Lambda$ – кулоновский логарифм; ε_0 – электрическая постоянная.

Для сильных электрических полей электронный угол наклона движения электрона к магнитной оси (питч-угол) близок к нулю, так что преобладает излучение благодаря движению по тороидальному обходу и (1.22) может быть аппроксимировано, как

$$\gamma_S \approx \left(\frac{D-1}{F_{gc}} \right)^{\frac{1}{4}}. \quad (1.25)$$

Условием для этого является $\frac{\alpha F_{gy} \gamma_S}{D} \ll F_{gc} \gamma_S^4$.

Первый режим (слабое электрическое поле), может быть получен на фазе линейного подъема и плато тока разряда. Второй режим (высокое электрическое поле) обычно проявляется во время срывов разряда.

1.2.5. Тормозное излучение

Условия, при которых тормозное излучение, вызываемое взаимодействием убегающих электронов с компонентами плазмы, становятся доминирующими проанализированы в работах [44,45]. Было отмечено, что при полях $D \gg D_{gy}$ тормозное излучение становится основным каналом потерь энергии, и предельная энергия, которую может набрать электрон, соответствует релятивистскому фактору

$$\gamma_l \cong \frac{D-1}{\alpha F_{br} C}. \quad (1.26)$$

Здесь $D_{gy} \equiv F_{gy}/F_{br} C$; $C \equiv (\ln 2 \gamma_l - 1/3)$; $D = E_{||}/E_c$ – нормированное электрическое поле; $E_c = \left(\frac{kT_e}{m_e c^2} \right) E_D$; E_D – поле Дрейсера; $\alpha = 1 + Z_{eff}$; F_{gy} – параметр, описывающий гиродвижение электрона (см. выражение (1.24)).

Параметр, описывающий вклад тормозного излучения, определен в [44] как

$$F_{br} = \frac{1}{137 \pi \ln \Lambda}. \quad (1.27)$$

В работе [45] показано, что тормозное излучение становится доминирующим при электронной плотности выше критической:

$$n_{ec} (10^{20} m^{-3}) \cong 48 \frac{(\ln \Lambda)^{\frac{3}{4}}}{C^{\frac{7}{4}}} \frac{B_0^{\frac{3}{2}}}{(Z+1) R_0^{\frac{1}{2}}}, \quad (1.28)$$

где $\ln \Lambda$ – Кулоновский логарифм; $C \equiv (\ln 2 \gamma_l - 1/3)$.

1.2.6. Развитие плазменных неустойчивостей

Неустойчивости плазмы, такие как неустойчивости срыва, тиринг-неустойчивость, и др., как правило ведут, к росту радиальной диффузии и сокращению времени удержания

энергетических электронов. Одним из наиболее ярких экспериментальных проявлений присутствия в токамаках ускоренных электронов может являться «веерная» неустойчивость, подробно рассмотренная в [50]. Причиной возникновения этой неустойчивости является наличие в плазме неравновесности в виде квазиодномерного хвоста убегающих электронов на электронной функции распределения. Из рассмотрения дисперсионного соотношения потенциальных колебаний плазмы следует, что неустойчивость развивается при превышении скоростью пучка v_b следующей величины:

$$v_b \geq 3 \cdot \left(\frac{\omega_{ce}}{\omega_{pe}} \right)^{3/2} \cdot v_{Te} \cdot \sqrt{\frac{E_D}{E}}, \quad (1.29)$$

где ω_{ce} – электрон-циклотронная частота, ω_{pe} – электронная плазменная частота, E_D –

дрейсеровское поле, а $v_{Te} = \sqrt{\frac{2 \cdot T_e}{m_e}}$ – тепловая скорость электронной компоненты

плазмы. В процессе роста амплитуды колебаний возникает обратная связь, выражающаяся во влиянии колебаний на пучок ускоренных электронов. В этом случае, как следует из [50], наряду с быстрой компонентой пучка появляется медленная, но более плотная его составляющая, обладающая изотропной функцией распределения электронов, общая энергия которых не превышает удвоенного порогового значения $2W^*$ (соответствующего v_b).

На основе детальных исследования неустойчивости на токамаке ТМ-3 [51], в [50] были сформулированы экспериментально наблюдаемые особенности её развития. Согласно [50], как правило, неустойчивость развивалась в разрядах с умеренной плотностью ($n_e \leq 10^{13} \text{ см}^{-3}$) и проявлялась в виде коротких периодических всплесков увеличения диамагнетизма плазмы. Наблюдалось резкое увеличение интенсивности рентгеновского и синхротронного излучения плазмы, менялось напряжение на обходе плазменного шнура, всплески сопровождались возбуждением широкого спектра колебаний в диапазоне от плазменной ионной до плазменной электронной частоты. Также можно было наблюдать выход на стенку камеры энергичных частиц.

1.3. Выводы к Главе 1

Важным условием успешности контроля убегающих электронов в плазме токамака является исследование механизмов их возникновения. Рассмотрены четыре процесса, ведущие к появлению УЭ в плазме: первичная генерация при уходе части электронов в неограниченное ускорение под действием электрического поля; генерация вторичных УЭ в результате близких столкновений энергичных электронов с тепловыми; бета-распад трития

и комптоновское рассеяние гамма-квантов на электронах плазмы. Следует отметить, что в компактных установках значимым является только первый процесс. Однако развитые методы диагностики УЭ методами гамма-спектроскопии позволяют контролировать процесс их генерации и на крупных установках, таких как JET и ASDEX Upgrade, и в дальнейшем могут быть использованы на токамаках-ректорах, таких как ИТЭР.

Рассмотрены процессы, влияющие на процесс ускорения УЭ в плазме, и ограничивающие максимальную энергию УЭ: (1) доступное время для ускорения электронов; (2) дрейфовое смещение орбиты, растущее по мере увеличения скорости (энергии) электронов; (3) резонансное взаимодействие с возмущениями магнитного поля, приводящее к ускоренному выходу электронов на стенку; (4) потери энергии на синхротронное излучение; (5) потери энергии на тормозное излучение и (6) развитие плазменных неустойчивостей. Все эти факторы, влияющие на энергетическое распределение УЭ, наблюдаются и могут быть изучены на компактных токамаках.

Глава 2. Детекторы гамма-излучения, используемые для диагностики ускоренных электронов в плазме токамака

Под термином «жесткое рентгеновское излучение» (Hard-X radiation, HXR) мы будем подразумевать тормозное излучение из токамака, в энергетическом диапазоне выше 50 кэВ, вызванное ускоренными электронами. Верхняя граница диапазона зависит от максимальной энергии электронов, способных удерживаться в конкретной установке и индивидуальна для каждого токамака. На небольших установках, таких как ФТ-2 или ТУМАН-3М, максимальная энергия ускоренных электронов ограничена пределом орбитального сдвига и составляет 10-15 МэВ. На крупных машинах, типа ASDEX Upgrade или JET, в которых значительную роль играют потери на синхротронное излучение, наблюдались пучки электронов с энергиями до 25 МэВ. Т.к. энергетический диапазон гамма-излучения, возникающего в ядерных реакциях с участием быстрых ионов, совпадает с диапазоном тормозного излучения МэВ-ных электронов, для наблюдения обоих типов излучения используются высокоэффективные гамма-детекторы, краткий обзор которых будет дан в этом разделе. Необходимо подчеркнуть, что гамма-детекторы используются во многих областях общей и прикладной ядерной физики, как например, в исследованиях строения ядра, в нейтронном активационном анализе и биомедицинской томографии, и что данное рассмотрение ограничено детектированием гамма- и рентгеновского излучения в условиях эксперимента с термоядерной плазмой.

2.1. Требования к гамма детекторам, используемым для детектирования жесткого рентгеновского излучения

Условия проведения гамма-спектрометрических измерений в экспериментах с термоядерной плазмой отличаются особой сложностью. В изучаемом объеме плазмы может одновременно происходить множество ядерных реакций, производящих гамма-излучение. Гамма-выход этих реакций должен быть измерен на фоне высоких нейтронных потоков и вызываемого нейтронами вторичного гамма-излучения. Следовательно, гамма-спектрометр должен иметь энергетическое разрешение, соответствующее сложности задачи. Это энергетическое разрешение должно оставаться стабильным при различной загрузке детектора, а также при быстром изменении загрузки во время проведения измерений. Кроме того, детектор должен иметь достаточно высокую эффективность регистрации, чтобы детектировать статистически существенное количество событий в относительно короткое время, так чтобы эволюция гамма-излучения термоядерной плазмы могла быть восстановлена за время одного плазменного разряда. Наконец, детектор должен

обладать достаточной радиационной стойкостью, чтобы противостоять потоку нейтронов, характерному для термоядерной плазмы. Если суммировать все выше сказанное, то детектор для гамма-спектрометрических измерений термоядерного эксперимента должен обладать следующими свойствами:

- хорошее энергетическое разрешение;
- стабильность энергетического разрешения при высокой нагрузке и в условиях быстрого изменения загрузки детектора;
- высокая эффективность регистрации высокоэнергичных гамма-квантов;
- радиационная стойкость, соответствующая проведению измерений в условиях высоких нейтронных потоков;
- разумная стоимость.

Следует отметить, что требования к детекторам для регистрации жесткого рентгеновского излучения, вызываемого ускоренными электронами, несколько отличаются от требований, предъявляемых к детекторам для регистрации гамма-излучения, возникающего в результате ядерных реакций, происходящих в плазме с участием быстрых ионов. Во втором случае анализируется интенсивность и, иногда, форма линий, соответствующих гамма-переходам возбужденных ядер. Здесь очень важным параметром является энергетическое разрешение спектрометра. В то время как детекторы тормозного рентгеновского излучения регистрируют непрерывный спектр, и в этом случае энергетическое разрешение не является критическим параметром, в отличие от стабильности тракта усиления. Дело в том, что во время плазменного эксперимента в присутствии пучков убегающих электронов нагрузка детектора может резко меняться, что может приводить к искажению аппаратного спектра, регистрируемого спектрометром. При непрерывном характере измеряемого тормозного излучения, в отличие от дискретных гамма-спектров, этот факт может быть не замечен, что может повлечь не правильную интерпретацию экспериментальных данных.

Текущий уровень развития технологий предоставляет нам два типа гамма-детекторов: сцинтилляционные или полупроводниковые детекторы. В обоих типах датчиков, гамма-квант, поглощенный в материале детектора, выбивает электрон, энергия которого сопоставима с энергией гамма кванта благодаря фотоэлектрическому преобразованию либо комптоновскому рассеянию или производству электрон-позитронных пар, в котором энергия пары является равной энергии гамма-кванта минус энергия массы покоя пары (1,022 MeV). В случае сцинтилляторов производится некоторое количество квантов в видимом или близком к видимому диапазонах по мере того, как электроны (и

позитроны в случае рождения пар) замедляются в детекторе. Этот свет может быть преобразован к электрический импульс фотоэлектронного умножителя. В полупроводниковом детекторе, энергичные электроны (и позитроны) теряют энергию, рождая некоторое количество носителей тока (электроны и дырки), пропорциональное поглощенной энергии кванта, что также приводит к возникновению электрического импульса.

Аппаратурный спектр гамма-спектрометра иногда имеет довольно сложную форму. Для анализа спектров излучения требуется знать функцию отклика детектора на моноэнергетическое гамма-излучение. Рассмотрим физические явления, отраженные в функции отклика гамма-спектрометра.

2.2. Взаимодействие гамма-излучения с веществом детектора

В рассматриваемой области энергий 0,05÷30 МэВ действуют три основных механизма взаимодействия гамма-квантов с веществом детектора: фотоэлектрическое поглощение, комптоновское рассеяние и рождение электрон-позитронных пар. Эффектами томсоновского и рэлеевского рассеяния, характерными для эВ-кэВ области спектра, в МэВ-ном диапазоне можно пренебречь.

Фотоэффектом называется такой процесс взаимодействия гамма-кванта с электроном, связанным с атомом, при котором вся энергия кванта передается электрону, при этом электрон выбрасывается за пределы атома с кинетической энергией:

$$T_e = E_\gamma - I_i - T_{am}, \quad (2.1)$$

где E_γ – энергия гамма-кванта; I_i – потенциал ионизации i -й оболочки атома; T_{am} – энергия отдачи атома ($T_{am} \ll I_i$) [52].

Освободившееся в результате фотоэффекта место на электронной оболочке заполняется электронами с вышерасположенных оболочек. Этот процесс сопровождается испусканием рентгеновского излучения или испусканием Оже-электронов (непосредственная передача энергии возбуждения атома электрону этого же атома — процесс, аналогичный явлению внутренней конверсии). Процесс фотоэффекта невозможен на свободном электроны (не связанном с атомом).

Для сечения фотоэффекта имеет место следующая зависимость от энергии гамма-излучения и заряда ядра атомов среды:

$$\sigma_{\text{фот}} \sim Z^5/E_\gamma \text{ для } E_\gamma \gg I_K \text{ и } \sigma_{\text{фот}} \sim Z^5/E_\gamma^{7/2} \text{ для } E_\gamma > I_K ,$$

где $\sigma_{\text{фот}}$ – сечение фотоэффекта; Z – заряд ядра атома среды; E_γ – энергия гамма-кванта; I_K – потенциал ионизации К-оболочки атома. Вероятность фотоэффекта очень резко зависит от заряда Z ядра атома, на котором происходит фотоэффект: $\sigma_{\text{фот}} \sim Z^5$. Фотоэффект является главным механизмом поглощения низкоэнергичных гамма-квантов ($E_\gamma < 1$ МэВ) в тяжелых веществах.

Эффект комптоновского (неупругого или некогерентного) рассеяния гамма-кванта на свободном электроны проявляется в виде непрерывного распределения, так как энергия, передаваемая электрону, зависит от угла рассеяния:

$$E_e^* = E_\gamma - E'_\gamma = E_\gamma - \frac{E_\gamma}{1 + \left(\frac{E_\gamma}{m_e c^2}\right) \cdot (1 - \cos(\theta))} , \quad (2.2)$$

где E_e^* – энергия, передаваемая гамма-квантом электрону; E_γ – начальная энергия кванта, E'_γ – энергия рассеянного кванта, вырвавшегося из кристалла, m_e – масса электрона, c – скорость света; θ – угол рассеяния гамма-квантов.

Максимальная энергия, которая в результате комптоновского рассеяния может быть передана электрону (при $\theta = 180^\circ$):

$$E_e^{\text{max}} = \frac{2E_\gamma^2}{m_e c^2 + 2E_\gamma} . \quad (2.3)$$

Таким образом, для 1 МэВ гамма-излучения максимальная энергия комптоновского распределения в аппаратурном спектре детектора находится в районе 0,8 МэВ, а для 4 МэВ – 3,76 МэВ.

При достаточно высокой энергии гамма-кванта наряду с фотоэффектом и эффектом Комптона может происходить третий вид взаимодействия гамма-квантов с веществом — образование электрон-позитронных пар. Процесс образования (e^+e^-)-пар не может происходить в вакууме, а требует обязательного соседства ядра или электронов. Непосредственно это следует из законов сохранения энергии и импульса. В присутствии ядра или электрона процесс образования пары гамма-квантом возможен, так как можно распределить энергию и импульс гамма-кванта между тремя частицами без противоречия законам сохранения. При этом если процесс образования пары идет в кулоновском поле ядра или протона, то энергия, передаваемая ядру отдачи, оказывается весьма малой, так что пороговая энергия гамма-кванта E_0 , необходимая для образования пары, практически совпадает с удвоенной массой покоя электрона $E_0 \approx 2m_e c^2 = 1,022$ МэВ.

При образовании пары в кулоновском поле электрона пороговая энергия γ -кванта повышается до $E_0 = 4m_e c^2 = 2,044$ МэВ.

Сечение образования электрон-позитронных пар в кулоновском поле электрона во много (примерно в 10^3) раз меньше сечения их образования в поле ядра, особенно если сравнение производится при малых энергиях и для больших Z . Однако при $E_\gamma > 10$ МэВ образование пар на электронах может составлять около 1% общего сечения в тяжелых элементах и около 10% в легких [52].

Во время процесса рождения (e^+e^-)-пары энергия поглощенного гамма-кванта передается электрону и позитрону. Позитрон аннигилирует с другим электроном, что приводит к созданию двух гамма-лучей 0,511 МэВ, излучаемых в противоположных направлениях друг относительно друга. Если кинетическая энергия созданной пары электрон-позитрон и оба аннигиляционных гамма-кванта поглощаются в материале детектора, это событие вносит вклад в пик полного поглощения (ППП). Один или оба гамма-луча 0,511 МэВ могут покинуть детектор. Тогда на аппаратурном спектре появятся пики одиночного вылета (ПОВ) с энергией $E_{ППП} - 0,511$ МэВ и двойного вылета (ПДВ) с энергией $E_{ППП} - 1,022$ МэВ соответственно. Вот почему в функциях отклика детектора для диапазона энергий выше 1,022 МэВ наблюдаются три пика: пики полного поглощения, одиночного и двойного вылета.

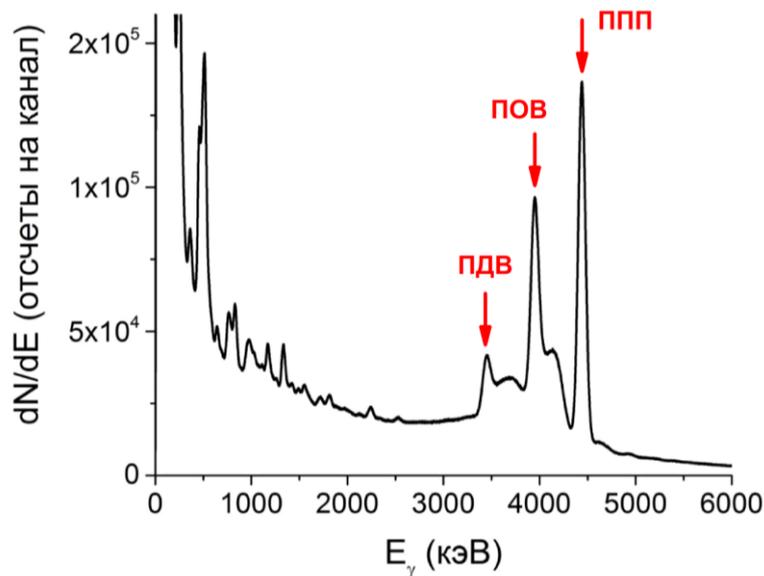


Рисунок 2.1 – Гамма-спектр зарегистрированный LaBr₃(Ce) детектором, при облучении бериллиевой мишени ионами гелия

На рисунке 2.1 показан аппаратурный спектр LaBr₃(Ce) детектора с кристаллом $\varnothing 76 \times 76$ мм², зарегистрированный при облучении бериллиевой мишени ионами ^4He на циклотроне ФТИ им. А.Ф. Иоффе при тестировании LaBr₃(Ce) спектрометра. На спектре виден пик, соответствующий гамма-переходу ядра ^{12}C 4.439 МэВ, возникающему в результате реакции $^9\text{Be}(\alpha, n\gamma)^{12}\text{C}$, а также пики одиночного и двойного вылета (показаны

красными стрелками на рисунке 2.1). Также на спектре можно наблюдать непрерывное распределение комптоновского рассеяния.

При рассмотрении взаимодействия гамма-квантов со веществом детектора надо учитывать все три процесса: фотоэффект, эффект Комптона и образование электрон-позитронных пар. Суммарное сечение для них

$$\sigma = \sigma_{\text{фот}} + \sigma_{\text{комп}} + \sigma_{\text{пар}}$$

Из характера зависимости сечений от энергии гамма-излучения E_γ и заряда среды Z следует, что в области малых энергий основной механизм взаимодействия гамма-излучения со средой – фотоэффект, в промежуточной области – эффект Комптона, а в области больших энергий – процесс образования электрон-позитронных пар. На рис. 2.2 приведена зависимость линейного коэффициента поглощения гамма-квантов в кристаллах $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и $\text{NaI}(\text{Tl})$ в функции от энергии для каждого из трех механизмов взаимодействия, а также для суммарного коэффициента в диапазоне 0,01-10 МэВ [53].

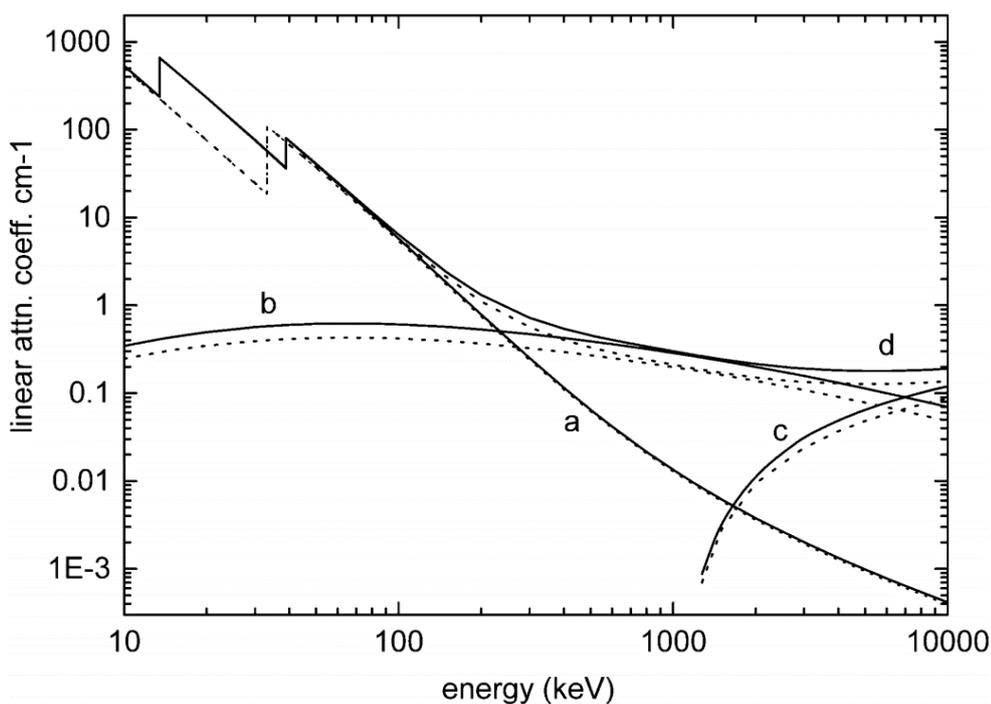


Рисунок 2.2 – Зависимость линейного коэффициента поглощения фотонов в $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (сплошная линия) $\text{NaI}(\text{Tl})$ (пунктирная линия) от их энергии для различных видов взаимодействия: а) фотоэлектрическое поглощение; б) комптоновское рассеяние; с) рождение пар; д) полное поглощение [53]

2.3. Полупроводниковые детекторы

В экспериментах с горячей плазмой для регистрации рентгеновского излучения в кэВ-диапазоне активно используются кремниевые полупроводниковые детекторы небольшого

объема: поверхностно-барьерные и диффузионно-дрейфовые детекторы, P-i-N и лавинные диоды, и др. Для регистрации в области больших энергий подобные детекторы не используются из-за их низкой эффективности.

Для диагностики надтепловых электронов в плазме по жесткому рентгеновскому излучению активно используются CdTe и CdZnTe детекторы небольшого объема. Данные детекторы способны работать при комнатной температуре. Объем кристалла в детекторах CdZnTe в настоящее время достигает 1 см^3 , что достаточно для регистрации рентгеновского излучения в диапазоне до 300 кэВ. CdTe детекторы были использованы в томографических системах для восстановления профиля источника жесткого рентгеновского излучения на токамаках Tore Supra, TCV, T-10 [54,55,56].

Полупроводниковые детекторы большого объема, прежде всего, на основе кристаллов сверхчистого германия (HPGe), способные регистрировать гамма-кванты в МэВ диапазоне. HPGe детекторы имеют наилучшее среди спектрометров гамма-излучения энергетическое разрешение – около 2 кэВ на линии 1332,5 кэВ. На рисунке 2.3 показан аппаратурный спектр HPGe детектора, зарегистрированный при измерении излучения источника ^{60}Co (линии 1173,2 и 1332,5 кэВ). Энергетическое разрешение спектрометра 2,1 кэВ (на линии 1332,5 кэВ). Спектр зарегистрирован при исследовании характеристик детектора CANBERRA GR5021/CP5-Plus-F/RDC-10 в циклотронной лаборатории ФТИ им. А.Ф. Иоффе.

Тем не менее, до недавнего времени HPGe редко использовались в термоядерных экспериментах. Для этого есть несколько причин. Во-первых, сцинтилляционные детекторы имеют намного большие объемы, чем полупроводниковые, что приводит к большей эффективности регистрации. Во-вторых, стоимость полупроводниковых детекторов больших объемов значительно выше, чем сцинтилляционных детекторов. Полупроводниковые детекторы значительно более чувствительны к нейтронным повреждениям, ухудшающим свойства кристалла, чем сцинтилляционные детекторы. Также важным параметром является быстродействие детекторов. Необходимость использования зарядочувствительных предусилителей ограничивает максимальную скорость счета детекторов до 10^5 с^{-1} . Наконец, для проведения измерений детектирующий элемент – Ge кристалл – должен иметь температуру не выше $-150 \text{ }^\circ\text{C}$, что не всегда реализуемо в экспериментах на токамаке. Ранее для этого использовались сосуды Дьюара, наполненные жидким азотом, в которые опускался охлаждаемый элемент криостата, соединенный с кристаллом. В настоящее время появились электромеханические кулеры, способные поддерживать низкую температуру кристалла – $185 \text{ }^\circ\text{C}$. В настоящее время на

токамаке JET установлен HPGe спектрометр с вертикальной линией обзора плазмы. Детектор имеет 100% эффективность (относительно с NaI(Tl) детектора 76 мм × 76 мм), энергетическое разрешение 2,5 кэВ на линии Co-60 и снабжен электромеханическим кулером. Задачей этого спектрометра является регистрация дискретных спектров гамма-излучения продуктов ядерных реакций с участием легких ионов p, d, t, ^3He и ^4He), происходящих в плазме [57,58]. Но этот детектор также может быть использован для измерения спектров тормозного излучения электронов в плазме.

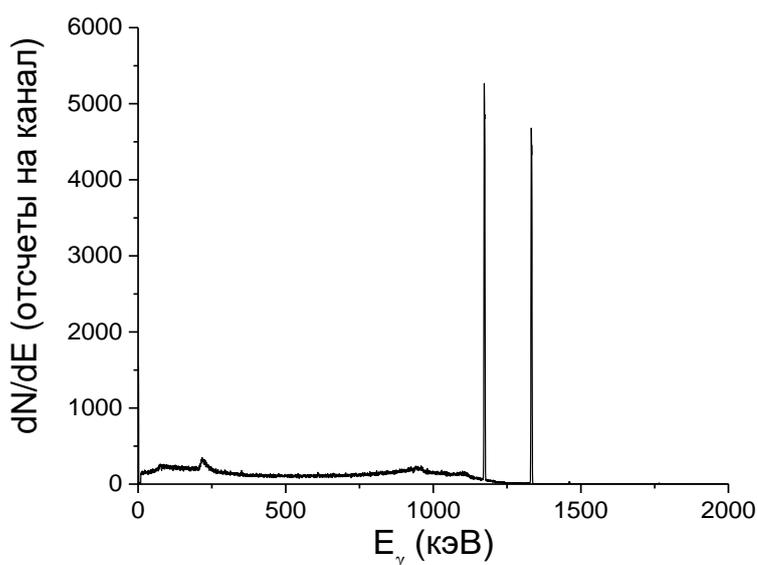


Рисунок 2.3 – Аппаратурный спектр HPGe детектора, зарегистрированный при измерении излучения источника ^{60}Co (линии 1173,2 и 1332,5 кэВ)

2.4. Сцинтилляционные детекторы

Множество сцинтилляционных материалов используется в настоящее время для детектирования гамма-излучения вообще и гамма-излучения плазмы в частности. Сцинтилляторы делятся на органические и неорганические.

2.4.1. Органические сцинтилляторы

Органические сцинтилляторы обычно используются для измерения потоков нейтронов в экспериментах с термоядерной плазмой. В этих целях широко используются детекторы на основе кристаллов стибьбена и антрацена, пластиковые и жидкие сцинтилляторы (NE213, BC-501A). Кроме нейтронного излучения перечисленные сцинтилляторы чувствительны к гамма и рентгеновскому излучению и часто выполняют обе функции – регистрации нейтронов и гамма-квантов. Так, например, нейтронный детектор NE213 используется на FTU в качестве НХР-монитора [59]. В

спектрометрическом режиме работы используется процедура разделения n - и гамма-событий по форме импульса (PSD – pulse shape discrimination).

К преимуществам органических сцинтилляторов относится их очень высокое быстродействие (постоянная времени высвечивания ~ 4 -8 нс) и их относительно низкая стоимость. В качестве недостатков следует отметить их низкую эффективность при регистрации гамма-излучения в МэВ-диапазоне по причине низкого Z веществ в составе детекторов (соединения углерода и водорода), а также низкое энергетическое разрешение – т.к. в аппаратурных спектрах, регистрируемых органическими сцинтилляторами, отсутствует пик полного поглощения, энергия гамма-квантов определяется по величине комптоновского края спектра.

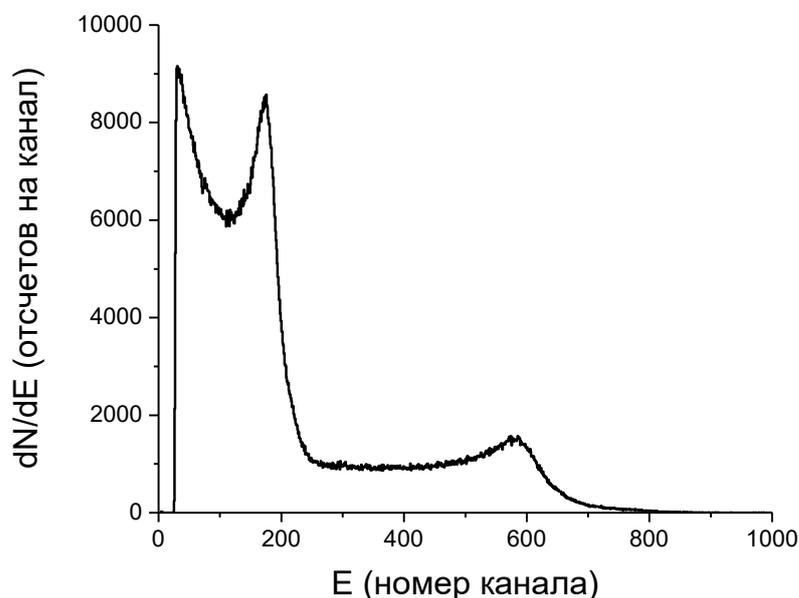


Рисунок 2.4 – Аппаратурный спектр детектора на основе жидкого сцинтиллятора BC-501A Ø50,2 мм × 50,2 мм, зарегистрированный при измерении излучения источника ^{22}Na (линии 511 и 1275 кэВ)

На рисунке 2.4 показан аппаратурный спектр детектора на основе жидкого сцинтиллятора BC-501A Ø50,2 мм × 50,2 мм, зарегистрированный при измерении излучения источника ^{22}Na (линии 511 и 1275 кэВ). Спектр измерен во время исследований характеристик детектора Saint-Gobain 2MAB-1F2BC501A/2L-X, изготовленного в рамках разработки нейтронной спектрометрической системы токамака Глобус-М2.

2.4.2. Неорганические сцинтилляторы

Наиболее широко для регистрации гамма-излучения плазмы термоядерных реакторов используются неорганические сцинтилляционные детекторы. Данный тип детекторов

известен с начала 20 века и нашел применение в экспериментальной ядерной физике, физике элементарных частиц, дозиметрии, астрофизике и др. Неорганические сцинтилляторы характеризуют высокая эффективность регистрации гамма-квантов в МэВ диапазоне, высокое быстродействие, хорошее энергетическое разрешение (несколько хуже, чем у HPGe детекторов), относительно низкая стоимость (по сравнению с HPGe). В Таблице 2.1 приведены характеристики некоторых неорганических сцинтилляторов, используемых, либо перспективных для использования в гамма-спектроскопии горячей плазмы.

Таблица 2.1 – Характеристики некоторых кристаллических сцинтилляторов

Характеристики	NaI:Tl	BGO	BaF ₂	CsI:Tl	GSO:Ce	LaBr ₃ :Ce	CeBr ₃	LYSO	LuAP
Плотность (г/см ³)	3,67	7,13	4,89	4,53	6,71	5,08	5,1	7,1	8,3
Атомный номер	50	74	54	54	59	45,6	45,9	64	66
Радиационная длина X ₀ (см)	2.5	1.04	2.1	1.86	1.38	2.1	1.96	1.2	1.04
Постоянная времени высвечивания τ (нс)	230	300	0.6/ 620	10/ 1000	30-60	16	19	41	17
Максимум спектра излучения (нм)	415	480	220/ 310	310/ 400	440	380	380	420	
Относительный световыход (%)	100	8-16	5/16	4-6/1	20	165	122	75	50
Коэффициент преломления	1,85	2,10	1,56	1,84	1,85	1,9	2,09	1,81	
Гигроскопичность	сильн.	нет	легк.	небольш.	нет	сильн.	сильн.	нет	нет
Температура плавления (°C)	651	1050	1354	621	1900	1116	722	2047	
Радиационная стойкость *, (рад)	10 ³	10 ⁴⁻⁵	10 ⁶⁻⁷	10 ⁴⁻⁵	10 ⁹	>3*10 ⁵		10 ⁶	
Энергетическое разрешение, % (662 кэВ)	7	>13	12	8	10	2,6	3,8	10	9
Твердость	2	5	3	2	5.7			5.8	

*Для низкоэнергичного гамма-излучения.

Йодистый натрий, активированный таллием, NaI(Tl), является одним из лучших сцинтилляторов [60]. Кристалл известен с конца 40-х годов 20 века [61] и широко используется по настоящее время. Монокристаллы NaI(Tl) выращивают больших размеров

(диаметром до 200-300 мм и такой же высоты). Кристалл обеспечивает очень высокий световыход вместе с относительно быстрым временем высвечивания доминирующей компоненты 230 нс. Однако, при высокой скорости счета один компонент флюоресценции с очень медленным временем распада, приблизительно 0.15 с (9 % полного световыхода), может вызвать нежелательное послесвечение. Высокий световыход 38 кЭВ^{-1} и высокая прозрачность для собственного излучения обеспечивают кристаллам NaI(Tl) энергетическое разрешение около 7% на линии Cs-137 (662 кЭВ). Йодистый натрий гигроскопичен, поэтому всегда должен быть в упаковке, защищающей его от попадания влаги.

Кристалл CsI(Tl) весьма удобный для использования сцинтиллятор [62]. Он не гигроскопичен, легко выращивается в виде больших монокристаллов. Он имеет намного более высокую полную энергетическую эффективность в пике полного поглощения (ППП), чем NaI(Tl). Неудобство CsI(Tl) детекторов становится очевидным при высоких скоростях счета, поскольку постоянная распада сцинтилляции – приблизительно 1000 нс.

Другой тяжелый сцинтиллятор с очень высокой полной энергетической эффективностью ППП из-за высокого значения Z – германат висмута, $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$, известный как BGO [63]. Он имеет относительно быстрое время распада (300 нс) и очень слабое послесвечение. Но низкий световыход, который равен только 8% от NaI (Tl), приводит к худшему энергетическому разрешению. Большим неудобством в использовании BGO для измерений гамма-излучения в присутствии высокоэнергичных нейтронов (>10 МэВ) является то, что кристалл германата висмута содержит кислород, который в результате реакции неупругого рассеяния нейтронов дает пик 6.13 МэВ. Также, благодаря реакции $^{16}\text{O}(n,p)^{16}\text{N}$ преобразуется в нестабильный изотоп ^{16}N , после бета распада которого вновь образуется кислород, но уже в возбужденном состоянии ~ 6 МэВ. Кристалл приобретает внутреннюю активность со временем полураспада $^{16}\text{N} \sim 7$ секунд.

Фторид бария, BaF_2 , является довольно перспективным из-за высокой плотности, и, как следствие, высокой эффективности регистрации гамма-квантов [64]. Имея относительно большой световыход, он имеет одну ультрабыструю и медленную компоненты распада флюоресценции 0.7 нс и 600 нс, которые позволяют получить хорошее временное разрешение и высокую скорость счета. Недостаток сцинтиллятора BaF_2 состоит в том, что длины волн компонент, 220 нм и 310 нм, находятся в ультрафиолетовой зоне. Эти особенности требуют использования фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) с кварцевым окном и чувствительным к ультрафиолетовым лучам фотокатодом, либо использования устройств сдвига длины волны.

$\text{Lu}_{1.8}\text{Y}_{0.2}\text{SiO}_5:\text{Ce}$ – LYSO [65] обладает более высокой плотностью (и, таким образом, эффективностью регистрации), но имеет недостаток содержания радиоактивного изотопа лютеция (изотопная доля 2.6 %), который, в большом кристалле, произвел бы существенное количество собственного радиоактивного фона (главным образом, благодаря β^- распаду). Кроме того, у LYSO:Ce есть тот же недостаток, что и у BGO – присутствие кислорода.

Среди новых неорганических сцинтилляционных материалов, которые недавно стали доступными, $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ – ‘BriLanCe’ (Saint-Gobain Crystals, Inc.) [66,67,68] и CeBr_3 [69] – самые многообещающие для применения в термоядерных экспериментах. Их главными особенностями, показанными в Таблице I по сравнению с BGO и NaI, являются короткие времена высвечивания (16 и 40 нс, соответственно), высокая плотность и высокий световой выход, 63 и 46 кэВ^{-1} , соответственно. Относительным неудобством является высокая гигроскопичность $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и CeBr_3 , но эта проблема легко решается также, как и в случае с $\text{NaI}(\text{Tl})$, герметичной упаковкой кристалла. $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ отличается лучшим энергетическим разрешением среди сцинтилляционных материалов: <3%. Недавно компания Saint-Gobain начала серийный выпуск модифицированного кристалла бромида лантана, легированного церием и стронцием $\text{LaBr}_3(\text{Ce}+\text{Sr})$ [66] обеспечивающий световыход 73 кэВ^{-1} и энергетическое разрешение 2,2% при несколько большем времени высвечивания 25 нс. Все перечисленные свойства открывают возможность расширить предел скорости счета до 10^7 событий в секунду, и в то же самое время, улучшить энергетическое разрешение для γ – спектроскопии в диапазоне 1-30 MeV. Детекторы $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ с их характеристиками могут стать интересной альтернативой полупроводниковым детекторам HPGe в ситуациях, когда измеряемые спектры не очень сложны, или когда доплеровское уширение линий гамма-переходов источника является более высоким, чем характерное разрешение HPGe, и сопоставимо с разрешением $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. На рисунке 2.5 показан аппаратурный спектр детектора $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ Ø76 мм × 76 мм, зарегистрированный при измерении излучения источника ^{60}Co (линии 1173,2 и 1332,5 кэВ). Энергетическое разрешение детектора – 2,9% (на линии 661,6 кэВ). Спектр измерен при исследовании характеристик детектора $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ перед его использованием в экспериментах на токамаке ТУМАН-3М.

Недавние исследования показали, что кристалл $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ обладает значительно более высокой радиационной стойкостью, чем $\text{NaI}(\text{Tl})$.

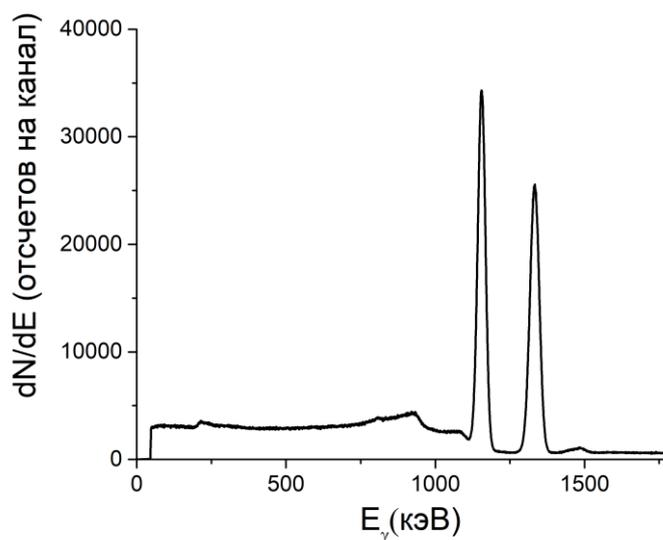


Рисунок 2.5 – Аппаратурный спектр детектора LaBr₃(Ce) Ø76 мм × 76 мм, зарегистрированный при измерении излучения источника ⁶⁰Co

2.5. Фотоприемники сцинтиляционных детекторов

2.5.1. Фотоэлектронные умножители

Неотъемлемой частью сцинтиляционного детектора является фотоприемник – устройство, преобразующее свет, возникающий при взаимодействии гамма-кванта с веществом сцинтиллятора, в электрический импульс. Традиционно в качестве фотоприемников гамма-детекторов используются фотоэлектронные умножители (ФЭУ). Типичный фотоэлектронный умножитель состоит из фотоэмиссионного катода (фотокатода), за которым следуют фокусирующие электроды, электронный умножитель и электронный коллектор (анод), помещенные в вакуумную трубку, как показано на рисунке 2.6. Когда свет через входное окно попадает на фотокатод, испускаются фотоэлектроны, которые затем проходят через систему фокусирующих электродов и направляются к электронному умножителю (система динодов), где их число увеличивается в результате процесса вторичной эмиссии. Полученные электроны затем собираются анодом в качестве выходного сигнала.

Использование эффекта вторичной эмиссии обеспечивает фотоумножителям чрезвычайно высокую чувствительность и исключительно низкий уровень шума по сравнению с другими фоточувствительными устройствами, которые в настоящее время используются для регистрации световых потоков в ультрафиолетовой, видимой и близкой к инфракрасным областям. ФЭУ также отличаются быстрым откликом и широким выбором

размеров светочувствительных областей.

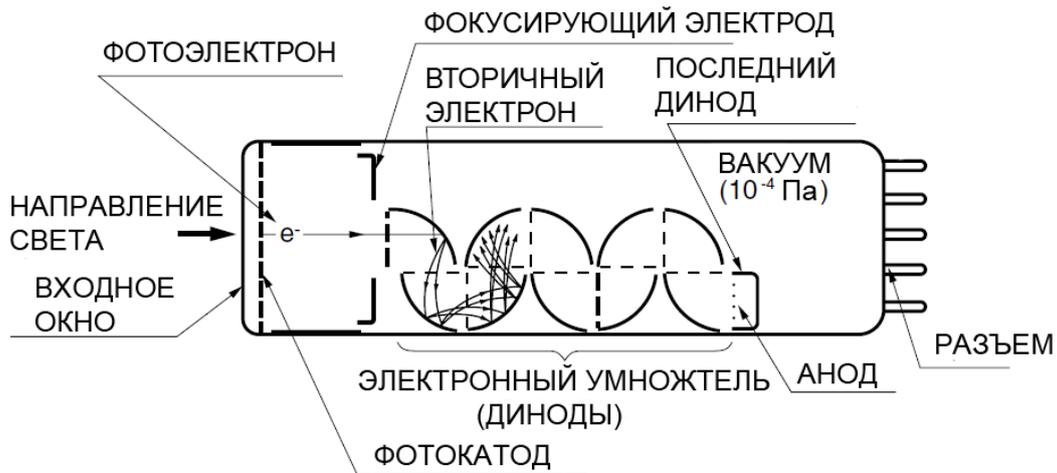


Рисунок 2.6 – Схема фотоэлектронного умножителя головного типа

В настоящее время существует большой выбор фотоэлектронных умножителей, способных эффективно регистрировать свет в различных диапазонах длин волн. Диапазон спектральной чувствительности ФЭУ зависит от комбинации материалов фотокаатода и входного окна. Типичные характеристики спектральной чувствительности различных комбинаций фотокаатода и входного окна показаны на рисунке 2.7 [70]. В таблице 2.2 приведена расшифровка кодов комбинаций материалов ФЭУ с типичными спектральными характеристиками отклика фотокаатодов.

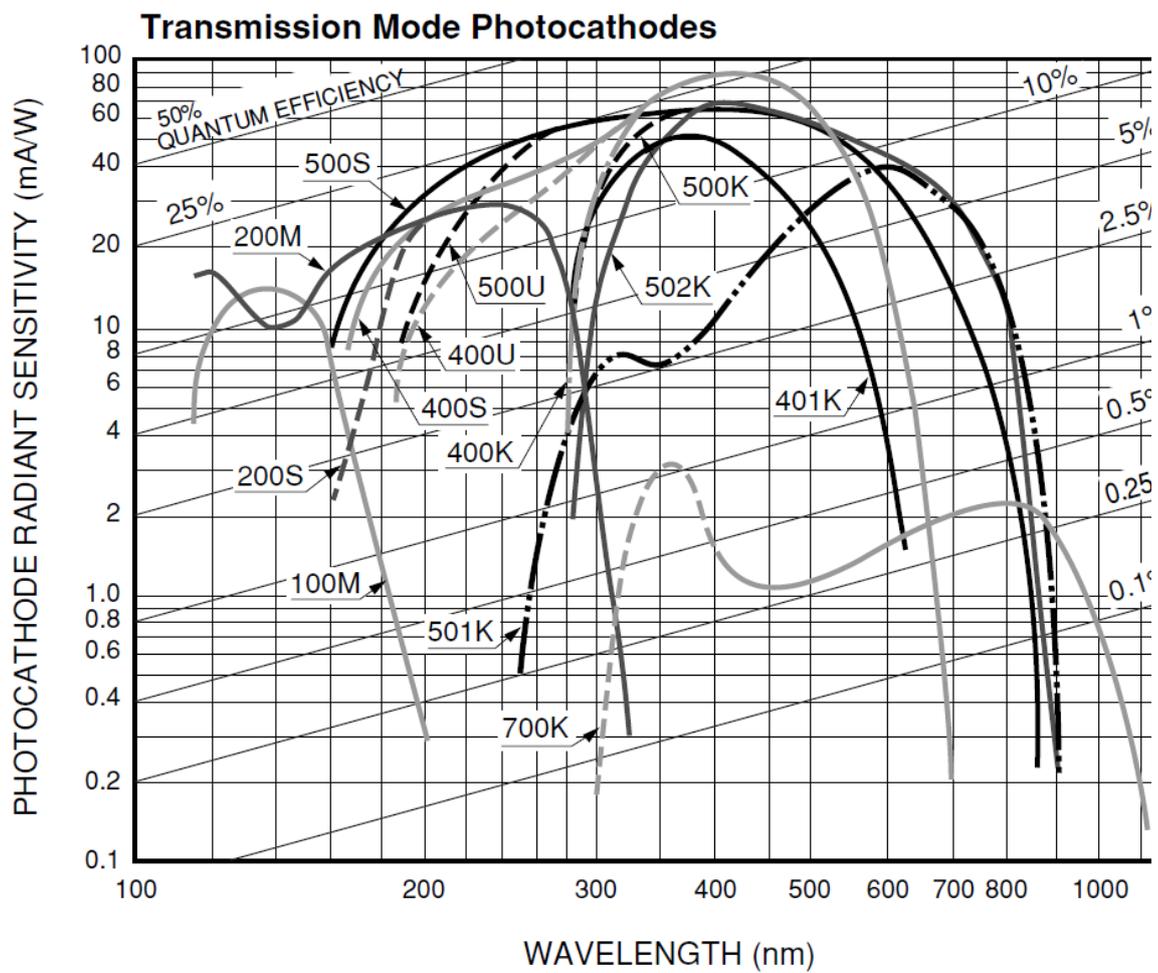


Рисунок 2.7 – Типичные характеристики спектрального отклика фотокатодов в режиме пропускания [70]

Таблица 2.2 – Типичные характеристики спектрального отклика фотокатодов в режиме пропускания [70]

Код графика (S-номер)	Материал фотокатода	Материал окна	Спектральная чувствительность (Тип.) (пА/Лм)	Спектральный отклик				
				Спектральный диапазон, (нм)	Длина волны на максимуме чувствительности			
					Излучательная чувствительность		Квантовая эфф-ть	
					(мА/Вт)	(нм)	(%)	(nm)
100M	Cs-I	MgF ₂	—	115 to 200	14	140	13	130
200S	Cs-Te	Quartz	—	160 to 320	29	240	14	210
200M	Cs-Te	MgF ₂	—	115 to 320	29	240	14	200
400K	Bialkali	Borosilicate	95	300 to 650	88	420	27	390
400U	Bialkali	UV	95	185 to 650	88	420	27	390
400S	Bialkali	Quartz	95	160 to 650	88	420	27	390
401K	High temp, bialkali	Borosilicate	40	300 to 650	51	375	17	375
500K (S-20)	Multialkali	Borosilicate	150	300 to 850	64	420	20	375
500U	Multialkali	UV	150	185 to 850	64	420	25	280
500S	Multialkali	Quartz	150	160 to 850	64	420	25	280
501K (S-25)	Multialkali	Borosilicate	200	300 to 900	40	600	8	580
502K	Multialkali	Borosilicate (prism)	230	300 to 900	69	420	20	390
700K (S-1)	Ag-O-Cs	Borosilicate	20	400 to 1200	2.2	800	0.36	740

Выбор ФЭУ определяется характеристиками высвечивания кристалла. Так, в сцинтилляционных детекторах с кристаллом NaI(Tl) (длина волны на максимуме высвечивания – 415 нм) обычно используется ФЭУ с двущелочным (bialkali) фотокатодом и боросиликатным окном. Для кристаллов BGO (максимум высвечивания – 480 нм) и CsI(Tl) (максимум высвечивания – 550 нм) используются ФЭУ с мультищелочными (multialkali) фотокатодами и боросиликатным окном. При необходимости регистрировать свет быстрой компоненты высвечивания кристалла BaF₂ (максимум высвечивания – 220 нм) используются мультищелочные фотокатоды с кварцевым окном.

Важными характеристиками фотоэлектронных умножителей являются коэффициент усиления, стабильность усиления и величина шумов [70]. Коэффициент усиления ФЭУ можно описать выражением

$$M = \alpha \prod_{i=1}^n \sigma_i, \quad (2.4)$$

где α – коэффициент, определяющий долю электронов, попадающих с одного динода на другой, n – число динодов, σ_i – коэффициент вторичной электронной эмиссии для каждого динода. Высокий коэффициент усиления позволяет проводить измерения высокоэнергичного гамма-излучения без использования предусилителей. Но при высоком коэффициенте усиления ФЭУ становится заметным влияние объемного заряда, который может образовываться вблизи анода и последних динодов при больших коэффициентах усиления или больших по интенсивности и коротких световых вспышках. Суть этого явления заключается в том, что в результате заряда «паразитных» емкостей изменяются разности потенциалов между последними динодами и анодом. Заряд этих емкостей тем больше, чем больший ток протекает в фотоумножителе. Мгновенные значения токов прямо пропорциональны интенсивности световой вспышки и обратно пропорциональны времени высвечивания сцинтиллятора, так что объемный заряд сказывается особенно существенно для органических сцинтилляторов.

Одно из главных требований к ФЭУ при работе со сцинтилляционным детектором – это требование постоянства коэффициента усиления. Коэффициент усиления меняется под действием как внутренних (не зависящих от внешних условий), так и внешних причин. Ток в ФЭУ при постоянстве всех внешних условий работы изменяется медленно со временем. Сразу же после включения высокого напряжения в зависимости от среднего тока в ФЭУ коэффициент усиления M или несколько возрастает, проходит через максимум и затем устанавливается (при малых токах около 1 мкА), или сразу же начинает медленно уменьшаться (при больших токах, например, больше 100 мкА), причем чем больше средний ток в ФЭУ, тем сильнее уменьшается во времени коэффициент усиления. Процесс утомления ФЭУ связан с процессами, происходящими на поверхности фотокатода и динодов. Количество атомов цезия на поверхности катода и динодов зависит от тока электронов, а коэффициент вторичной электронной эмиссии динодов и чувствительность фотокатода — от поверхностной плотности атомов цезия (или другого щелочного металла). ФЭУ способны восстанавливать свой коэффициент усиления после отдыха (происходит диффузия атомов цезия на поверхность).

Коэффициент усиления M зависит и от многих внешних причин: напряжения, температуры и напряженности магнитного поля. Поскольку M резко зависит от напряжения питания, то источники напряжения должны обладать высокой стабильностью. Коэффициент усиления ФЭУ изменяется на $\pm 0,5\%$ при изменении температуры на 1°C [71]. Магнитное поле оказывает сильное влияние на ФЭУ, в которых имеются фокусирующие

электроды и производится фокусировка электронов с динода на динод. Т.к. гамма-спектрометры устанавливаются вблизи камеры, рассеянное магнитное поле токамака может существенно влиять на стабильность усиления ФЭУ. Поэтому сцинтилляционные детекторы, использующие ФЭУ в качестве фотоприемника, должны быть экранированы от действия магнитного поля токамака.

В процессе физических измерений интенсивность излучения может изменяться, что приводит к дрейфу коэффициента усиления, связанного с процессами утомления или нагрева динодов. В таких случаях применяют специальные схемы стабилизации с обратной связью. В случае измерения дискретных спектров гамма-излучения иногда возможно изучить изменение коэффициента усиления в зависимости от загрузки детектора и компенсировать изменение цифровым методом в процессе обработки сигнала [72].

2.5.2. Полупроводниковые фотоприемники

Как было сказано выше, измерения гамма-излучения из плазмы производится в рассеянном магнитном поле токамака, что требует экранировки ФЭУ. Однако, не всегда возможно защитить гамма-детекторы от действия магнитного поля: если детектор расположен в непосредственной близости от магнитной системы, магнитное поле может быть слишком высоким для эффективного экранирования. Например, в месте планируемой установки спектрометров на строящемся токамаке ИТЭР с вертикальным ракурсом обзора плазмы величина напряженности магнитного поля составит $2,5 \div 4$ Тл, что превышает величину индукции насыщения железа (около 2,2 Тл). К тому же установка магнитных экранов вблизи камеры может привести к значительным искажениям магнитного поля токамака. В этом случае ФЭУ становятся неприменимыми в качестве фотоприемников сцинтилляционных детекторов. В этих целях возможно использовать полупроводниковые фотодиоды, нечувствительные к действию магнитного поля. По сравнению с ФЭУ у полупроводниковых фотоприёмников есть несколько существенных недостатков. Прежде всего, их эффективная площадь фотопоглощающей поверхности значительно меньше, чем у ФЭУ. При использовании многоэлементных сборок фотодиодов значительно увеличиваются шумы фотопремника. Стоимость каждого элемента сборки может превышать стоимость ФЭУ с требуемой площадью входного окна. Наконец полупроводниковые детекторы требуют использования зарядочувствительных предусилителей, что, ограничивает их динамический диапазон. В компактных детекторах наиболее часто применяются лавинные фотодиоды, обладающие внутренним коэффициентом усиления. На рисунке 2.8(а) представлен макет детекторного модуля, разработанный для системы вертикальных гамма-спектрометров ИТЭР. В макете были

использованы кристаллы $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ $\varnothing 25,4$ мм $\times 76,2$ мм и $\varnothing 25,4$ мм $\times 25,4$ мм производства Saint-Gobain Crystals (рисунок 2.8(б)), соединенные с кремниевым лавинным фотодиодом (Si Avalanche Photodiode, Si APD) Hamamatsu S8664-1010 с размерами фоточувствительной области 10 мм \times 10 мм. Фотодиод S8664-1010 обеспечивает коэффициент усиления 50 при напряжении смещения 400 В. Детектор был снабжен зарядочувствительным предусилителем, помещенным в корпус детектора. На рисунке 2.8(в) показан спектр Cs-137 и Co-60, зарегистрированный $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ +APD детектором с кристаллом $\varnothing 25,4$ мм $\times 76,2$ мм. Энергетическое разрешение детектора составило 7% на линии Cs-137 (662 кэВ). Энергетическое разрешение детектора с тем же кристаллом, снабженным с ФЭУ в качестве фотоприемника, составило 3,5%. Разработанный детектор был успешно испытан в измерениях гамма-излучения в магнитном поле до 1,7 Тл. Однако его предельная скорость счета составила всего $2 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$. К недостаткам детектора с лавинным фотодиодом также относится высокая температурная чувствительность коэффициента усиления APD $6\%/^\circ\text{C}$ при напряжении смещения 425 В и температуре окружающей среды 25°C [73].

Основным недостатком лавинных и ПИН-диодов является низкий коэффициент усиления, требующий использования предусилителя для спектрометрических измерений. Это приводит к относительно медленному времени отклика, которое не позволяет проводить измерения с высокими скоростями счета. В качестве альтернативы рассматриваются мультипиксельные счетчики фотонов (MPPC), называемые также кремниевыми фотоумножителями [74,75,76]. Преимуществами MPPC являются: быстрое время отклика, высокий коэффициент усиления, высокая эффективность детектирования фотонов. MPPC обеспечивают хорошее энергетическое разрешение и устойчивость к магнитному полю. Кроме того, следует отметить их небольшой размер и низкое напряжение смещения по сравнению с напряжением питания фотоумножителя. Основные недостатки MPPC связаны с чувствительностью усиления к температуре и напряжению. Поэтому для напряжения смещения MPPC используются источники напряжения хорошего качества с флуктуациями напряжения менее 3 мВ. Для уменьшения шумов детектора используются кабели с дополнительным электромагнитным экранированием. Ограниченный динамический диапазон и нелинейность коэффициента усиления также являются недостатками при использовании быстрых сцинтилляторов с высоким световыходом. MPPC демонстрирует нестабильную работу в измерениях с быстро меняющейся загрузкой детектора, т.к. при росте скорости счета детектора увеличивается ток, протекающий через фотоприемник, что приводит к изменению напряжения смещения диодной матрицы. Второй эффект связан с ненулевым временем восстановления диодов

после регистрации фотона. На рисунке 2.9 проиллюстрирована нелинейность коэффициента усиления SiPM от энергии, выделяемой гамма-квантом в кристалле сцинтиллятора [76].

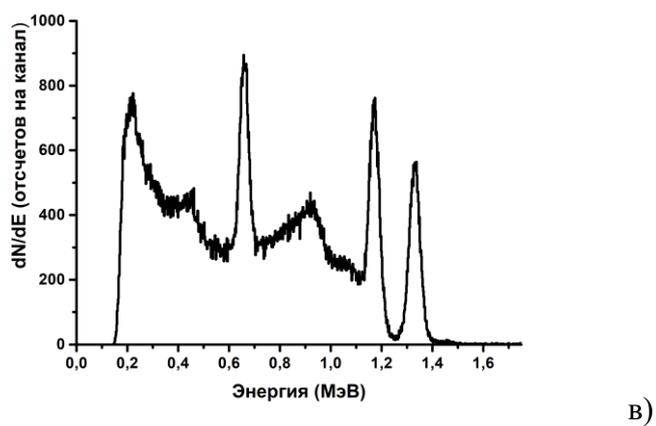


Рисунок 2.8 – Макет детектора вертикального спектрометра ИТЭР: а) детекторный модуль LaBr₃(Ce) (Ø25,4 мм × 76,2 мм)+APD в сборе; б) кристаллы LaBr₃(Ce); в) спектр источников Cs-137 и Co-60, зарегистрированный LaBr₃(Ce)+APD детектором

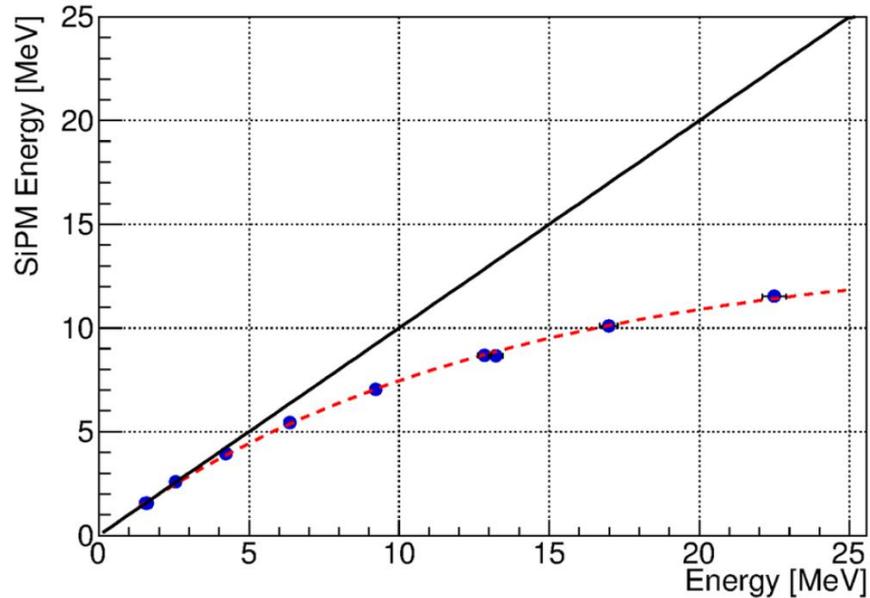


Рисунок 2.9 – Иллюстрация нелинейности Si-ФЭУ на основе MPPC Hamamatsu S13361-3050NE-04. Синими точками показаны экспериментальные данные, полученные путем подсвечивания светодионом матрицы MPPC и соответствующие положению пика полного поглощения при регистрации гамма-излучения детектором с кристаллом LYSO. Сплошная линия показывает ожидаемые результаты для идеально линейной зависимости коэффициента усиления системы [76]

При работе с кристаллами с высоким световыходом в области высоких энергий число сцинтилляционных фотонов, падающих на SiPM, приближается к общему количеству APD-ячеек, содержащихся в устройстве. Как следствие, существует вероятность того, что два отдельных фотона попадут на один и тот же пиксель. Т.к. у каждой ячейки мультипиксельной сборки есть мертвое время, требуемое для выхода в рабочий режим после срабатывания, второй фотон не обнаруживается прибором. Это приводит к непропорциональности амплитуды выходного сигнала энергии, оставляемой в кристалле гамма-излучением. Этот эффект является основной причиной нелинейности фотоприемника.



Рисунок 2.10 – $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ кристалл и фотоприемник на основе МРРС Hamamatsu S13361-3050NE-04 [75]

Компактные гамма-детекторы с фотоприемниками на основе МРРС были использованы при модернизации гамма-камеры на токамаке JET. На рисунке 2.10 показан кристалл $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ $\text{Ø}25,4 \text{ мм} \times 16,9 \text{ мм}$ с фотоприемником на основе МРРС Hamamatsu S13361-3050NE-04, использованные в гамма-камере JET [75].

2.6. Выводы к Главе 2

Для регистрации жесткого РИ в энергетическом диапазоне выше 50 кэВ используются высокоэффективные полупроводниковые и сцинтилляционные детекторы. В настоящее время есть широкий выбор инструментов для регистрации гамма-излучения в суб-МэВ-ном и МэВ-ном диапазонах энергий. Измерения профиля излучения надтепловых электронов с энергией до 300 кэВ производится полупроводниковыми детекторами с кристаллами небольшого объема. Для регистрации жесткого РИ, генерируемого убегающими электронами с энергией выше 100 кэВ наилучшим выбором является использование тяжелых неорганических сцинтилляторов. Кристаллы $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и CeBr_3 позволяют проводить спектрометрические измерения при скорости счета детектора до 10^7 с^{-1} .

Использование фотоэлектронных умножителей в качестве фотоприемников гамма-спектрометров на сегодняшний день является предпочтительным вариантом при измерениях с высокими скоростями счета. Однако, т. к. измерения гамма-спектров в

плазменном эксперименте производятся в условиях высокого магнитного поля, сцинтилляционные детекторы с ФЭУ требуют надежной магнитной экранировки. При невозможности обеспечить магнитную защиту детектирующего устройства используются полупроводниковые фотоприемники, которые пока уступают ФЭУ в предельной скорости счета и, иногда демонстрируют нелинейность усиления в зависимости от энергии и загрузки детектора.

Глава 3. Разработка спектрометрических систем диагностики жесткого рентгеновского излучения для компактных токамаков

В этой главе мы проследим историю развития систем регистрации жесткого рентгеновского излучения на компактных токамаках, которое началось в ФТИ им. А.Ф. Иоффе во второй половине 90-х годов XX века и продолжается до сих пор. Разработка и использование таких систем позволяет проводить исследования убегающих электронов в плазме токамаков ФТ-2, ТУМАН-3М и Глобус-М/М2, а также помогает в работах по разработке гамма-диагностического комплекса международного экспериментального термоядерного реактора ИТЭР.

3.1. Развитие систем сбора и обработки информации спектрометров жесткого рентгеновского излучения

Наиважнейшей частью гамма-спектрометра, используемого в плазменном эксперименте, является система сбора и обработки информации (ССОИ). Характеристики ССОИ определяют качество поставляемых для анализа экспериментальных данных. Гамма и рентгеновское излучение из плазмы отличается широким диапазоном и резкие перепады интенсивности, отражающие процессы, происходящие во время разряда. Важнейшими параметрами ССОИ являются «мертвое» время и временное разрешение. Рассмотрим развитие систем сбора и обработки информации в НХР-спектрометрических системах на токамаках ФТИ им. А.Ф. Иоффе.

3.1.1. Спектрометр жесткого РИ с традиционным АЦП на токамаке ФТ-2

Первая спектрометрическая установка в ФТИ им. А.Ф. Иоффе для диагностики ускоренных электронов, основанная на регистрации жесткого рентгеновского излучения была разработана в циклотронной лаборатории и установлена на токамаке ФТ-2 [77]. В измерениях использовался коллимированный (диаметр коллиматора 5 мм) и защищенный от рассеянного излучения сцинтилляционный детектор с кристаллом NaI(Tl) Ø70 мм × 70 мм и ФЭУ-82. В системе сбора и обработки информации использовались два спектрометрических АЦП, работающих в асинхронном режиме, попеременно поставляющие накопленные данные в персональный компьютер. Система могла регистрировать ограниченное число спектров излучения с фиксированной длительностью, установленной перед началом измерений. Система была разработана в стандарте КАМАК, управлялась через КАМАК-котроллер и была подключена к персональному компьютеру

через ISA-шину (см. схему на Рисунок 3.1). Основные параметры системы сбора и обработки информации:

- время измерения одного спектра ≥ 2 мс;
- количество регистрируемых в течение разряда спектров - 256;
- мертвое время АЦП – 2 мкс;
- объем буферной памяти каждого АЦП – 64 КБ.

В экспериментах линия обзора спектрометра направлялась либо вдоль большого радиуса через патрубок на стенку разрядной камеры, либо тангенциально на диафрагму камеры токамака.

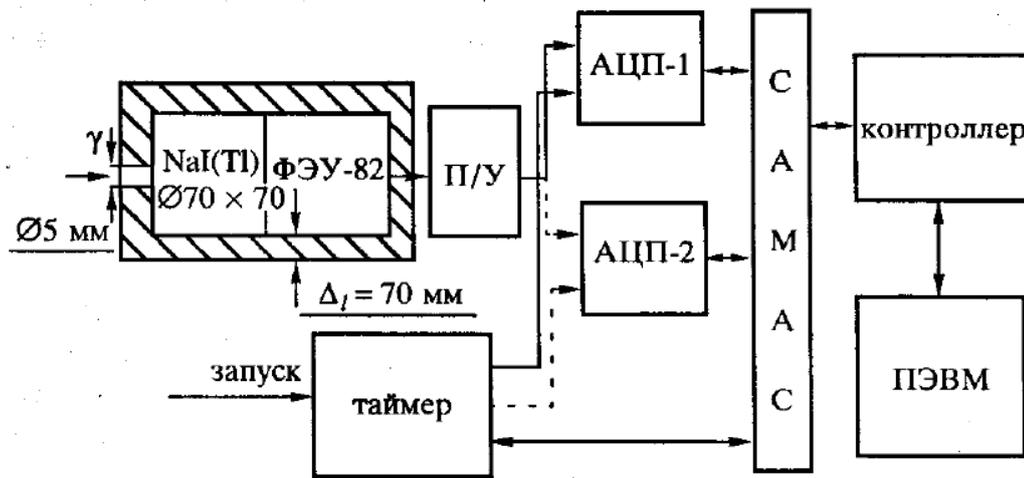


Рисунок 3.1 – Блок-схема программно-управляемого спектрометра НХР диагностики на токамаке ФТ-2 [77]

Спектрометр калибровался по линиям радиоактивных источников ^{137}Cs (662 кэВ), ^{60}Co (1173,2 и 1332,5 кэВ), а также по гамма-излучению, возникающему в результате ядерных реакций при облучении пучком альфа-частиц мишеней ^{10}B (реакция $^{10}\text{B}(\alpha, \gamma)^{13}\text{C}$; гамма-переходы 3,09, 3,68 и 3,85 МэВ) и ^9Be (реакция $^9\text{Be}(\alpha, n\gamma)^{12}\text{C}$; гамма-переход 4,44 МэВ), а также ^{19}F пучком протонов (реакция $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$, гамма-линия 6,13 МэВ). На Рисунок 3.2 изображены типичные энергетические спектры гамма-квантов с линейной (а) и логарифмической (б) шкалой по оси ординат, записанные в разряде ФТ-2 [77]. По наклону прямой в логарифмическом масштабе, проведенной методом наименьших квадратов, определялась средняя энергия гамма-квантов.

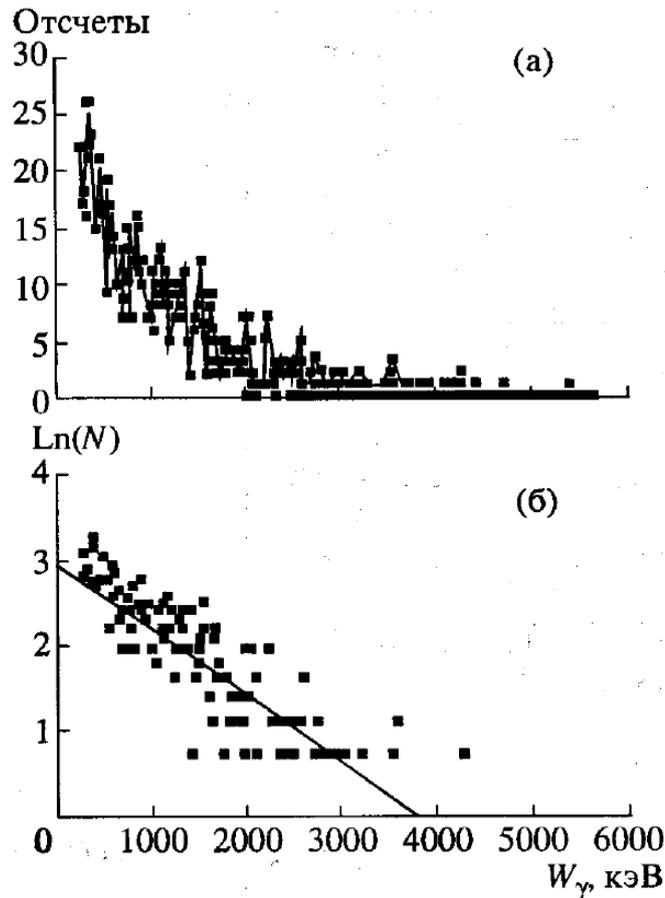


Рисунок 3.2 - Энергетические спектры жесткого рентгеновского излучения, зарегистрированный в разряде на токамаке ФТ-2, с линейной (а) и логарифмической (б) шкалой по оси ординат [77]

Система использовалась для изучения убегающих электронов в плазме токамака ФТ-2 в экспериментах с омическим нагревом и нагревом нижнегибридными токами увлечения [77,78,79]. Большое «мертвое» время спектрометра не позволяло проводить анализ данных при загрузке детектора выше 10^5 с^{-1} , что существенно ограничивало возможность применения диагностики. Т.к. ССОИ выдавала готовые спектры, накопленные за 2 мс разряда, не было возможности наблюдать эволюцию интенсивности жесткого РИ с высоким временным разрешением.

3.1.2. Система НХР диагностики с традиционным АЦП на токамаке Глобус-М

Полученный опыт по построению диагностической системы убегающих электронов был повторен на токамаке Глобус-М, где НХР спектрометр был одной из первых диагностических систем, введенных в строй [80,81]. Схема расположения гамма-спектрометра около камеры Глобус-М показана на Рисунок 3.3 - Схема расположения сцинтилляционного детектора около камеры токамака Глобус-М (вид сверху) В качестве детектирующего модуля использовался сцинтилляционный гамма-спектрометр с

неорганическим кристаллом NaI(Tl) $\varnothing 150$ мм \times 100 мм с оптически присоединенным к нему фотоэлектронным умножителем ФЭУ-49. Расстояние от кристалла детектора до лимитера составляло ~ 300 см. Для выделения телесного угла, под которым регистрировалось излучение из интересующей области токамака, сцинтиллятор с фотоэлектронным умножителем (ФЭУ) был помещён в свинцовую защиту толщиной по бокам 50-100 мм, а с переднего торца - 270 мм со сменными коллиматорами диаметрами 8 мм и 5 мм. Ось коллиматора была направлена на экваториальную часть лимитера. В геометрии, представленной на рисунке 3.3 телесный угол составлял $2.756 \cdot 10^{-3}$ ср при коллиматоре 8 мм и $1.077 \cdot 10^{-3}$ ср при коллиматоре 5 мм. При этом диаметр области, которую детектор видит на внешней стенке камеры Глобус-М, составлял 18 см и 12 см соответственно. Расчётный коэффициент коллимации (отношение числа гамма квантов прошедших через коллиматор к прошедшим через защиту) достигал 150 и 60, соответственно. Для защиты ФЭУ от рассеянного магнитного поля токамака детектор был помещен в двойную железную защиту толщиной по 2 мм. Первоначально ССОИ также была исполнена в стандарте КАМАК.

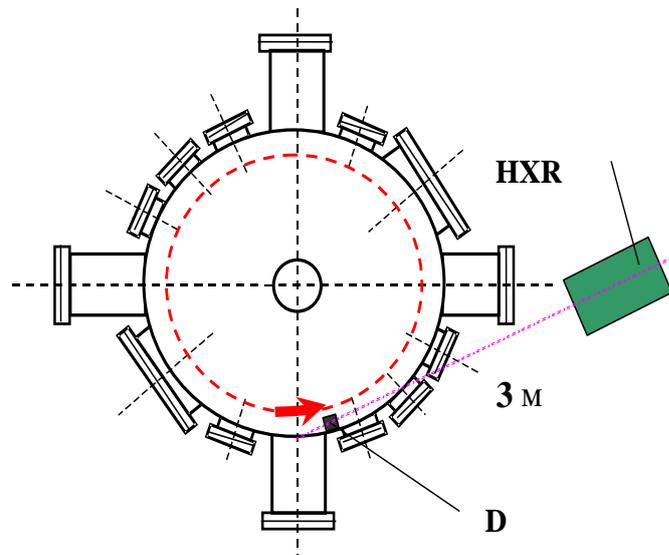


Рисунок 3.3 - Схема расположения сцинтилляционного детектора около камеры токамака Глобус-М (вид сверху)

Установка позволяла последовательно регистрировать энергетические спектры жесткого рентгеновского излучения за равные непрерывно следующие друг за другом интервалы времени.

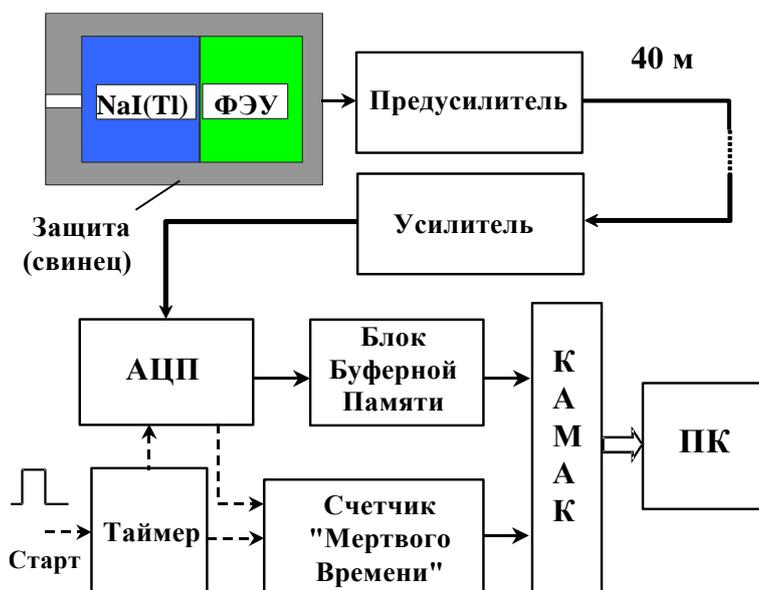


Рисунок 3.4 - Принципиальная блок-схема НХР диагностической системы на токамаке Глобус-М до 2002 г.

Импульсы с анода ФЭУ поступали на предусилитель, обеспечивающий его передачу по длинному (40 м) кабелю к анализирующей аппаратуре. Для предотвращения нестабильности тракта усиления в условиях измерений с высокой нагрузкой детектора, была выбрана схема предусилителя, не содержащая разделительных конденсаторов. Из тех же соображений на фотокатод ФЭУ подавалось высокое отрицательное напряжение, анодная нагрузка была заземлена. При такой схеме сигнал с анодной нагрузки подавался непосредственно на предусилитель без разделительного конденсатора.

Сигнал с предусилителя сцинтилляционного детектора, установленного в экспериментальном зале, подавался на анализирующее устройство, расположенное в пультовой. Длина сигнального кабеля достигала 40 м. Для согласования сигнала, поступающего после кабеля от детекторного устройства, с АЦП использовался спектрометрический усилитель, формирующий оптимальную по соотношению сигнал/шум полосу пропускания установки.

В установке был применен спектрометрический импульсный АЦП, обеспечивающий высокую линейность преобразования: поступающие на его вход импульсы производят зарядку конденсатора до величины напряжения, равной их амплитуде, после чего происходит его линейный разряд, длительность которого оцифровывается кварцевым генератором. Была предусмотрена возможность изменения количества каналов (уровней квантования) АЦП дискретно от 128 до 4096. В установке использовался режим 256 каналов.

Устройство буферной памяти, в котором накапливалась последовательность энергетических спектров, позволяло минимизировать просчёты, вызванные медленностью

системы КАМАК. Считывание полученной информации производилось по заполнению всей памяти (по окончании разряда). Объём памяти составляло 32 килобайта, и это число определяло соотношение между доступным числом каналов (уровней квантования), на которое настраивался спектрометрическое АЦП, и количеством временных интервалов:

$$P = n_{\Delta t} \cdot N_{ADC}, \quad (3.1)$$

где P - объём памяти, $n_{\Delta t}$ – количество временных интервалов, N_{ADC} - число каналов АЦП, при ёмкости канала 1 байт. Блок буферной памяти работал в инкрементном режиме, т.е. режиме, при котором входное число воспринимается как адрес, по которому прибавляется единица.

Для коррекции просчётов, вызванных мёртвым временем АЦП, т.е. временем от принятия импульса на обработку до передачи информации о нём в следующее устройство, в установку был включён счётчик мёртвого времени.

Специально разработанный таймер управлял работой установки: устанавливал необходимую задержку начала измерений от запускающего импульса токамака, контролировал время накопления каждого спектра рентгеновского излучения и переключение памяти для получения непрерывной во времени последовательности спектров, добавляя соответствующие высшие разряды к числу АЦП. Длительность временного интервала накопления одного спектра устанавливалась перед началом эксперимента и могла меняться дискретно от 10 мкс до 100 мс. Обычно этот временной интервал устанавливался в интервале от 200 мкс до 2 мс, из соображений удовлетворительного статистического наполнения. Время задержки начала измерения устанавливалась в целом количестве временных интервалов. Осуществлялось взаимодействие таймера с модулем “Счётчик мёртвого времени”.

Перед началом измерений с помощью системы сбора информации, использующей спектрометрический АЦП (рис. 3.4), оператор задавал длительность накопления отдельных спектров и время задержки начала измерений после прихода стартового импульса. Таким образом, информация, накапливаемая блоком обработки сигнала, представляла собой набор последовательно зарегистрированных амплитудных спектров, измеренных за равные промежутки времени. Также, данная программа позволяла производить калибровку измерительной аппаратуры и проводить экспресс-анализ эволюции полученных таким образом энергетических спектров и динамики изменения интенсивности жесткого РИ. Экспресс-анализ полученных результатов можно было провести двумя способами: в первом производилось построение энергетического спектра за определенный временной интервал времени; во втором, наоборот, строилась временная эволюция загрузки детектора в определенном энергетическом диапазоне.

Информацией, доступной исследователям после каждого выстрела становилась непрерывная во времени последовательность энергетических спектров жесткого рентгеновского излучения. Низкоэнергетические рентгеновские кванты в значительной мере поглощаются в конструктивных элементах токамака, а их поток заметно искажается, что диктует выбор нижней границы регистрируемой энергии около 100 кэВ, верхняя граница выбиралась от 6 до 15 МэВ. Энергетическая калибровка спектрометра производилась с помощью радиоактивных источников ^{22}Na (0,511 и 1.275 МэВ), ^{137}Cs (0,662 МэВ) и ^{60}Co (1.172 и 1.332 МэВ).

3.2. Разработка методики цифровой обработки сигнала гамма-детектора

3.2.1. Использование высокоскоростного устройства оцифровки сигнала в системе НХР диагностики на токамаке Глобус-М

Развитие аппаратного обеспечения открыло новые возможности для разработки диагностических систем нового поколения. Появились устройства, позволяющие оцифровывать сигналы детекторов с высокой частотой дискретизации и сохранять полученные данные в памяти компьютеров. Для усовершенствования системы сбора и обработки информации НХР диагностики было решено использовать высокоскоростные устройства оцифровки сигнала (УОС, transient digitizer) с памятью на борту, способные накапливать данные за все время плазменного разряда.

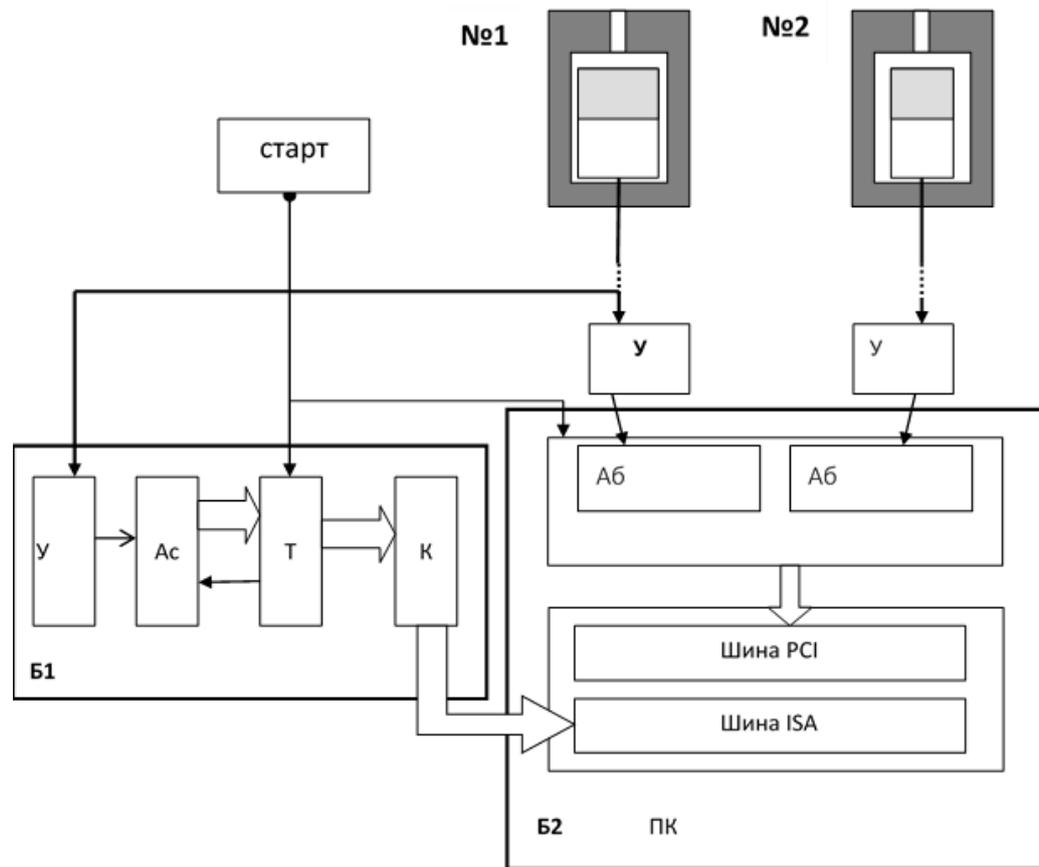


Рисунок 3.5 - Структура измерительной системы, использованной на токамаке Глобус-М Обозначения на схеме [82]:

№1 и №2 – детекторы; Б1 - блок КАМАК, состоящий из модулей: У - усилитель, Ас - АЦП спектротрический, Т - таймер и К - крейт-контроллер; Б2- интегрированный в компьютер измерительный блок, состоящий из: У-усилителей, Аб- быстрых АЦП

В конце 2002 года была разработана система сбора информации, использующая быстрый АЦП, действие которого основано на периодической оцифровке сигнала со сцинтилляционного детектора [82]. Электронная блок-схема экспериментальной установки представлена на рис. 3.5. Она состояла из двух блоков. Один из них (Б1), задействованный в предыдущих измерениях, был изготовлен в стандарте КАМАК и использовался для анализа результатов новой системы. Второй блок (Б2) был интегрирован непосредственно в персональный компьютер.

Для работы был использован модуль оцифровки сигнала АМВРСМ/ADM212х10М, производства компании «Инструментальные Системы», предназначенный для преобразования и обработки сигналов с амплитудами от 150 мкВ до 2,5 В в диапазоне частот до 30 МГц. Модуль АМВРСМ/ADM212х10М имел два канала 12-разрядных АЦП. Он обладал высокой скоростью преобразования сигнала и мультиплексирования, хорошей стабильностью динамических и статических параметров. Используемый модуль

АМВРСМ/ADM212х10М широко применялся в многоканальных системах высокочастотного виброанализа, акустических и радиотехнических комплексах, в том числе в качестве многоканального цифрового осциллографа с высоким разрешением. Он имеет программируемое смещение шкалы и программируемую точную настройку нуля шкалы преобразования. Синхронизация устройства может быть внутренняя или внешняя.

Сравнительные параметры использованной системы сбора и накопления данных:

- Блок Б1(спектрометрическое АЦП):
 - Максимальное число регистрируемых за время разряда спектров 128;
 - Время накопления одного спектра 10 мкс – 1 с, обычно - 1 мс;
 - Мертвое время АЦП ~2 мкс;
 - Максимальная допустимая входная загрузка $\sim 3 \cdot 10^5$ квантов/с
- Блок Б2 (быстрые АЦП):
 - Частота дискретизации 15 МГц;
 - Временное разрешение регистрации импульса 67 нс;
 - объём памяти на борту 128 МБ;
 - Максимальная допустимая входная загрузка $\sim 10^6$ квантов/с.

Применение системы сбора данных с высокоскоростным УОС, обычно оцифровывавшим сигнал детектора с частой дискретизации 15 МГц, позволило существенно улучшить временное разрешение системы, а также значительно повысить нагрузочные характеристики, так что предельная скорость счёта установки увеличилась до 10^6 событий в секунду.

Применение новой методики регистрации сигнала детектора открыло возможность изучения процессов в плазме с короткими характерными временами 10-1000 мкс. В измерениях на токамаке Глобус-М [82] было отмечено, что интенсивность НХР излучения в течение плазменного разряда в высокой степени неоднородна. Также было замечена корреляция всплеск НХР излучения с периодическими МГД колебаниями, например, во время пилообразных колебаний. Для более подробного изучения этих процессов было предложено установить второй спектрометр, направленный на другую диафрагму/область камеры токамака. Из соображения компактности и мобильности для этих целей был выбран детектор с кристаллом NaI(Tl) Ø70×70 мм и ФЭУ-139. Спектрометр был защищен от рассеянного излучения свинцовыми блоками (фронтальная защита 20 см, боковая – 5 см) и имел коллиматор Ø5 мм. Схема взаимного расположения детекторов возле камеры токамака Глобус-М показана на рис. 3.6.

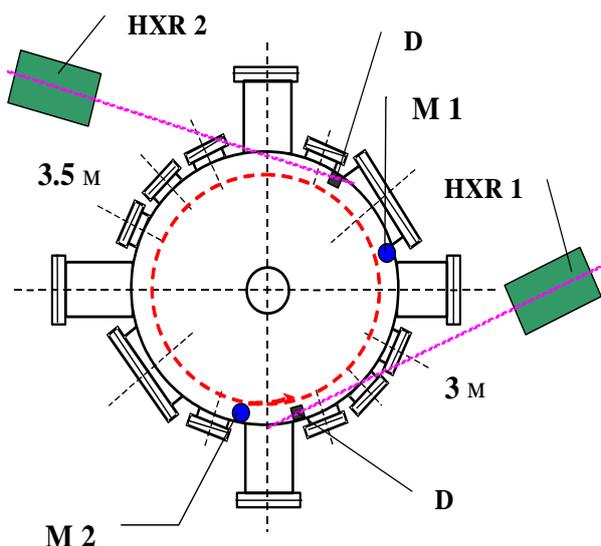


Рисунок 3.6 - Схема расположения сцинтиляционных детекторов (вид сверху). Буквой D обозначены диафрагмы, на которые направлены коллиматоры, M1 и M2 – зонды Мирнова. Расстояние от детектора №1 до обозреваемой диафрагмы 3 м, от детектора №2 до соответствующей диафрагмы 3.5 м. Стрелкой показано направление электрического дрейфа убегающих электронов [82]

После установки второго спектрометра была произведена замена устройства цифрового ввода сигнала на более мощный вариант АМВРСМ/ADM414×65М, также производства компании «Инструментальные Системы», позволяющее оцифровывать одновременно 4 канала с максимальной частотой 65 МГц и разрядностью 14 бит. Устройство имеет на борту 512 МБ памяти, что позволяет не только оцифровывать сигналы за все время плазменного разряда, но и проводить калибровочные измерения излучения радиоактивных источников со временем набора спектра до 4 с. Характеристики системы НХР диагностики на токамаке Глобус-М с двумя детекторами NaI(Tl), приведены в таблицах 3.1 и 3.2.

Таблица 3.1 - Характеристики детекторов системы НХР диагностики на токамаке Глобус-М

Параметр	Детектор №1	Детектор №2
Кристалл	NaI(Tl) Ø150x100 мм ²	NaI(Tl) Ø70x70 мм ²
Расстояние до лимитера	~3 м	~3.5 м
Энергетическое разрешение	~11% (на линии E _g =662 кэВ)	~12% (на линии E _g =662 кэВ)
Фронтальная радиационная защита	27 см свинцовых блоков	20 см свинцовых блоков
Боковая защита	5-10 см	5 см

Таблица 3.2 - Основные технические характеристики УОС АМВРСМ/ADM414×65М

Параметр	Значение
Разрядность	14 бит
Количество АЦП	4
Максимальная частота дискретизации АЦП	65 МГц
Минимальная частота дискретизации АЦП	500 кГц
Входное сопротивление ($R_{вх}$)	1 МОм или 50 Ом
Шкала преобразования при единичном коэффициенте передачи входного тракта	$\pm 0,25$ В
Коэффициенты передачи (программируемые)	0,05; 0,1; 0,25; 0,5; 1; 2; 5; 10
Шкалы преобразования (программируемые)	$\pm 5,0$ В $\pm 2,5$ В $\pm 1,0$ В $\pm 0,5$ В $\pm 0,25$ В $\pm 0,125$ В $\pm 0,05$ В $\pm 0,025$ В

Использование устройств оцифровки сигнала потребовало разработки новых алгоритмов цифровой обработки сигнала и построения амплитудных спектров, описанных в следующих разделах.

3.2.2. Цифровая обработка сигнала сцинтилляционных детекторов

Новая система сбора и обработки информации (ССОИ), впервые опробованная на токамаке Глобус-М, была основана на использовании устройства оцифровки сигнала, записывающего сигнал детектора с высокой частотой дискретизации. Для детектора с кристаллом NaI(Tl) частота дискретизации обычно оставляла 15 МГц. УОС записывала сигнал детектора за все время разряда (на установке Глобус-М время разряда составляет около 150 мс) и сохраняла в памяти персонального компьютера. Обработка оцифрованного сигнала и построение амплитудных спектров производится персональным компьютером в режиме off-line после окончания разряда. Для построения амплитудных спектров из оцифрованного сигнала детектора потребовалась разработка принципиально нового алгоритма амплитудного анализа сигнала сцинтилляционного детектора и написание специального комплекса программ [72,83].

Получаемая быстрым АЦП осциллограмма сигнала представляет собой временную последовательность импульсов, соответствующих регистрации отдельных гамма-квантов на фоне шумов и наводок. На верхнем рисунке 3.7 показан одиночный импульс детектора NaI(Tl). На нижнем – случай тройного наложения импульсов.

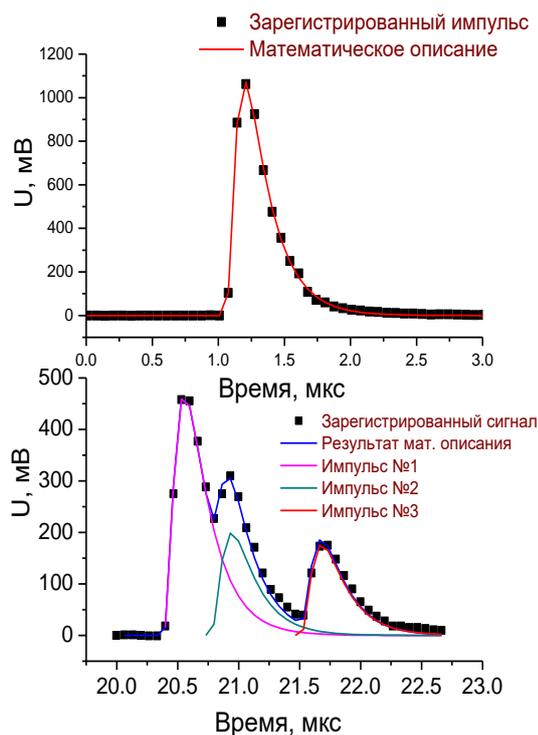


Рисунок 3.7 - Сигнал, записанный с детектора NXR и результат разделения наложенных импульсов: а) одиночный импульс; б) совпадение трех импульсов. Линиями показана аппроксимация импульсов по формуле 3.2 [72]

В силу статистического характера излучения рентгеновских квантов в записанной осциллограмме будут наблюдаться как одиночные, так и наложенные друг на друга импульсы. Вероятность этих наложений зависит от длительности электрических импульсов и их интенсивности (пропорциональна произведению длительности импульса (τ_i) на скорость их поступления). При увеличении загрузки вероятность многократных (трех, четырех и более) наложений возрастает. Используя известный факт, что форма импульса с анода ФЭУ зависит от времени высвечивания кристалла, определяется параметрами электрической схемы и не зависит от амплитуды (в пределах линейности используемой электронной аппаратуры) в отдельных экспериментах были определены параметры формы импульса. С этой целью было проведено исследование сигналов детекторов с кристаллом NaI(Tl) при регистрации гамма-излучения радиоактивных источников в условиях низкой загрузки аппаратуры, выбранной во избежание множественных наложений сигналов, в которых было показано, что форма импульса довольно точно аппроксимируется формулой [72,82,83]:

$$U(E, t) = A(E) \cdot \left(1 - e^{-\frac{t-t_0}{\tau_1}}\right)^P \cdot e^{-\frac{t-t_0}{\tau_2}} \quad (3.2).$$

где $A(E)$ - амплитуда импульса, пропорциональная зарегистрированной энергии кванта, t_0 - время, соответствующее началу импульса; τ_1 , τ_2 , P – параметры, соответствующие

конкретной электронной схеме преобразования сигнала и временным характеристикам импульса высвечивания кристалла. Иногда требовалось добавить еще один член в выражение (3.3), для лучшего описания заднего фронта импульса:

$$U(E, t) = A(E) \cdot \left(1 - e^{-\frac{t-t_0}{\tau_1}}\right)^p \cdot \left(e^{-\frac{t-t_0}{\tau_2}} + B \cdot e^{-\frac{t-t_0}{\tau_3}}\right) \quad (3.3)$$

Для получения возможности проведения спектрометрических исследований, была разработана программа, способная определять амплитуды импульсов и времена их регистрации. Обработка записанной информации данной программой может быть разделена на несколько этапов. На первом этапе осуществляется детектирование импульсов, т.е. сопоставление каждому импульсу пары чисел - его амплитуды и времени регистрации (A и t_0 в формуле (3.3)). Также осуществляется разделение импульсов на участках осциллограммы, содержащих наложения, как это проиллюстрировано на рис. 3.7(б). Для определения амплитуды текущего пика и времени его регистрации применялся метод наименьших квадратов: осуществлялась подгонка сигнала с варьированием амплитуды и времени. Результатом этой работы являются два связанных линейных массива, один из которых содержит амплитуды, а другой - адреса детектированных пиков.

На втором этапе идет построение спектров. Этот процесс сводится к подсчету количества пиков, адреса и амплитуды которых попадают во временные и энергетические промежутки, определяемые границами временных и энергетических окон и шагом гистограмм (параметрами построения). Полученная на первом этапе обработки информация позволяет в процессе анализа данных после эксперимента проводить произвольное разбиение на энергетические и временные окна и задавать произвольные шаги при построении гистограмм спектров.

Дополнительным преимуществом использования описанного преобразования данных, содержащих практически всю ту же полезную информацию, что и непосредственно оцифрованный сигнал, является их значительно меньший по сравнению с исходными данными объём. Размер осциллограммы регистрируемого жесткого рентгеновского излучения на Глобус-М был равен примерно 7,8 МБ. Соответствующий типичный размер преобразованных данных имеет порядок сотен килобайт.

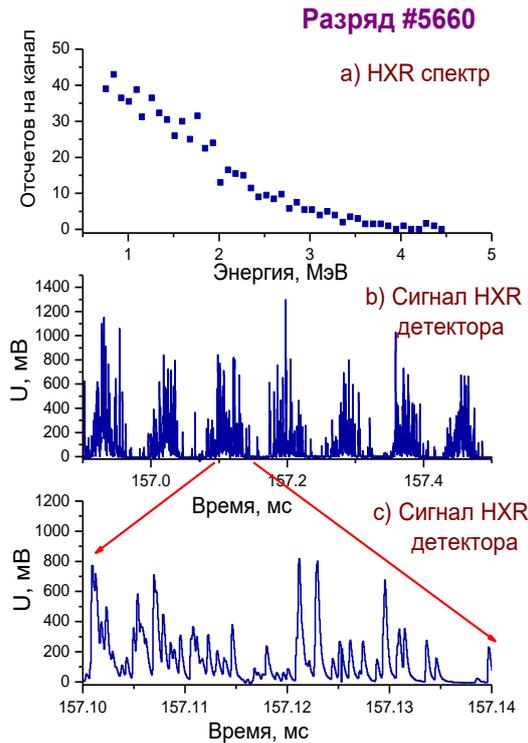


Рисунок 3.8 - Пример построения амплитудного спектра из осциллограммы сигнала детектора NaI(Tl), записанной в HXR измерениях на токамаке Глобус-М: а) энергетический спектр HXR излучения в разряде Глобус-М; б) осциллограмма сигнала, использованная для построения спектра (а); в) Увеличенный участок осциллограммы сигнала

На рисунке 3.8(а) показан энергетический спектр HXR излучения, зарегистрированный NaI(Tl) детектором во время развития активности MHD моды $m/n=2/1$ на токамаке Глобус-М. на рисунке 3.8(б) показана осциллограмма сигнала, использованная для построения амплитудного спектра по описанной выше процедуре. Рисунок 3.8(в) демонстрирует увеличенный участок осциллограммы.

В процессе проводимого анализа наблюдаются проблемные участки, внутри которых не удаётся разделить наложенные импульсы на отдельные события. Это происходит в случае многократного наложения импульсов, когда загрузка очень высока. Иногда суммарная амплитуда сигнала выходит из области линейности установки - превосходит динамический диапазон АЦП (достигает «потолка»). Суммарная временная протяжённость проблемных участков может быть значительной, поэтому учет их влияния необходим для оценки реальной загрузки и корректности спектров излучения. Для учета неразрешенных событий был разработан специальный алгоритм, работа которого сводится к оценке числа событий на проблемном участке путем деления площади неразрешенного участка на осциллограмме на площадь «среднего» импульса. Усреднение производится по

разрешенным импульсам во временном интервале, продолжительность которого задается в процессе обработки. Полученное таким образом число неразрешенных импульсов учитывается при оценке загрузки детектора по аналогии с «мертвым» временем работы классического АЦП.

3.2.3. Тестирование и сравнительный анализ используемых систем сбора и обработки информации

Первые измерения, проведенные одновременно системами с традиционной и новой ССОИ (см. рисунок 3.5) показали преимущества методики высокоскоростной оцифровки сигнала. На рис.3.9 показаны сигналы плазменного разряда Глобус-М №5082 (ток плазмы, интегральная плотность и МГД – активность), а также сигналы НХР детекторов: сигнал НХР-монитора, работавшего в токовом режиме, и данные, зарегистрированные НХР-спектрометром с традиционной (блок Б1 на рис. 3.5) и новой (блок Б2 на рис. 3.5) системами сбора и обработки информации. Разряд проходил в условиях низкой плотности, поэтому характеризовался высокой скоростью генерации убегающих электронов, особенно на первичной стадии. Примерно со 125 мс разряда детекторы начали регистрировать жесткое РИ. Однако, в интервале со 140 мс по 170 мс разряда ССОИ со спектрометрическим АЦП демонстрирует резкий спад интенсивности, в то время как сигнал НХР-монитора оставался стабильно высоким. Данное обстоятельство объясняется тем фактом, что в промежутке 140-170 мс разряда резко возросла интенсивность НХР излучения, вызванная появлением высокой МГД нестабильности в плазме, зарегистрированной датчиками Мирнова. Поток излучения был настолько велик, что детектор перешел из импульсного режима регистрации в токовый. Традиционная ССОИ, имеющая ограничение «мертвого» времени на обработку импульса ~ 2 мкс, в этот промежуток времени перестала функционировать.

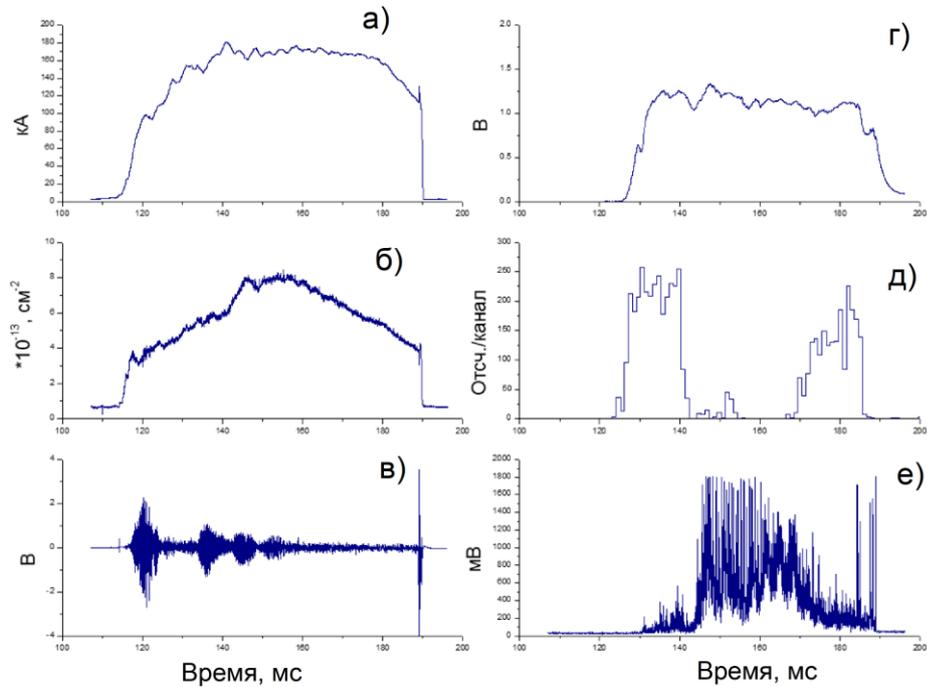


Рисунок 3.9 - Сигналы разряда Глобус-М №5082: а) I_p – ток плазмы; б) n_e – электронная плотность, интегрированная по центральной вертикальной хорде; в) сигнал датчика Мирнова; г) НХР-монитор; д) скорость счета традиционного АЦП (отсчетов за 2 мс); е) осциллограмма сигнала детектора, записанная УОС АМВРСМ/ADM212x10M

По сравнению с монитором, работающем в токовом режиме, спектрометр имеет более короткое время интегрирования сигнала, и поэтому способен предоставлять информацию о процессах с более короткими характерными временами. Так в промежутке 14-160 мс спектрометр регистрирует всплески интенсивного излучения, совпадающие по периоду с развивающимися в это время пилообразными колебаниями. На сигнале монитора эта информация потеряна.

Одним из этапов тестирования разработанной методики было исследование зависимости энергетического разрешения от загрузки. На циклотроне ФТИ были проведены измерения гамма-спектров в реакции ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$. В экспериментах был использован монокристалльный спектрометр NaI(Tl) $\varnothing 150\text{мм} \times 100\text{ мм}$; оцифровка сигнала производилась на частоте 15 МГц. Тестирование показало, что до загрузок порядка $5 \cdot 10^5\text{ с}^{-1}$ заметного ухудшения разрешения не происходит.

Сравнительный анализ разработанной методики цифровой обработки сигнала с классическим амплитудным анализатором сигнала традиционным спектрометрическим АЦП был проведен в измерениях на JET [72]. Блок схема установки представлена на рисунке 3.10. В качестве быстрого АЦП, оцифровывающего сигнал детектора, использовалось устройство АМВРСМ/ADM414x65M, аналогичное, используемому на токамаке Глобус-М, но с расширенной памятью на борту (2ГБ).



Рисунок 3.10 - Блок схема сравнительных экспериментов с радиоактивными источниками на JET [72]

В тракте традиционных измерений использовалась аппаратура фирмы CANBERRA: быстрый спектрометрический усилитель 2024 и анализатор серии 35 с АЦП 8075. Усилитель обеспечивает независимое дискретное изменение интегрирования и дифференцирования. В целях достижения максимальной скорости счета оба времени формирования были выбраны по 0,25 мкс. В экспериментах использовались радиоактивные источники ^{88}Y (898 кэВ и 1836 кэВ), ^{22}Na (511 кэВ и 1275 кэВ) и ^{60}Co (1172 кэВ и 1332 кэВ). В каждом эксперименте проводились измерения положений гамма-пикув на спектре, энергетических разрешений и площадей пикув, нормированных на 1 с астрономического времени. Благодаря совместному передвижению группы источников относительно детектора, получены режимы с одинаковой формой спектра, но различной загрузкой. При этом в проведенной серии экспериментов при загрузках до $3 \cdot 10^5$ не наблюдалось заметного отличия в энергетическом разрешении спектров, полученных одновременно с помощью методики быстрой спектрометрии и анализатора Канберра (пример соответствующей пары спектров приведен на рис. 3.11).

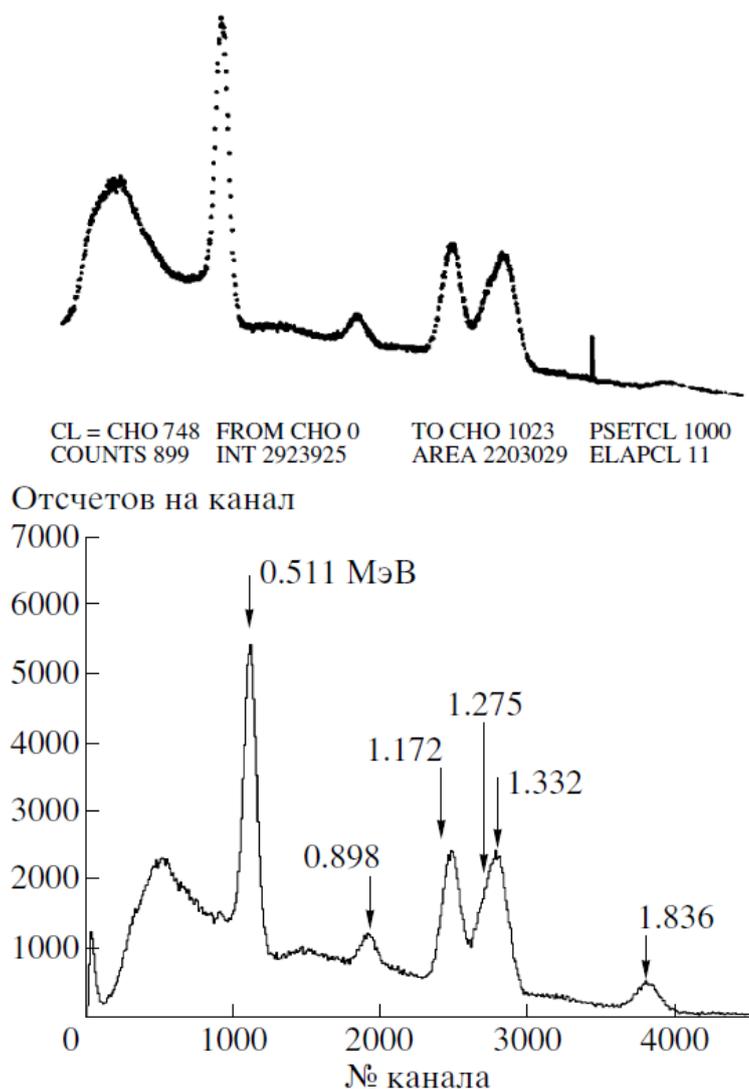


Рисунок 3.11 - Примеры γ -спектров, полученных при одной и той же загрузке. Вверху с помощью анализатора Канберра, внизу - с помощью методики быстрой спектрометрии (УОС - АМВРСМ/ADM414x60M). Используются источники ^{22}Na (0.511 и 1.275 МэВ) ^{88}Y (0.898 и 1.836 МэВ) и ^{60}Co (1.173 и 1.333 МэВ) [72]

В результате анализа измерений были сделаны следующие выводы относительно эффективностей рассматриваемых систем (см. рис. 3.12):

- зарегистрированная скорость счета в пике полного поглощения 0.511 МэВ в случае использования анализатора Канберра достигает максимума при загрузке $\sim 9 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ и далее медленно падает;
- зарегистрированная скорость счета в случае использования высокоскоростной методики монотонно и практически линейно растет с увеличением загрузки.

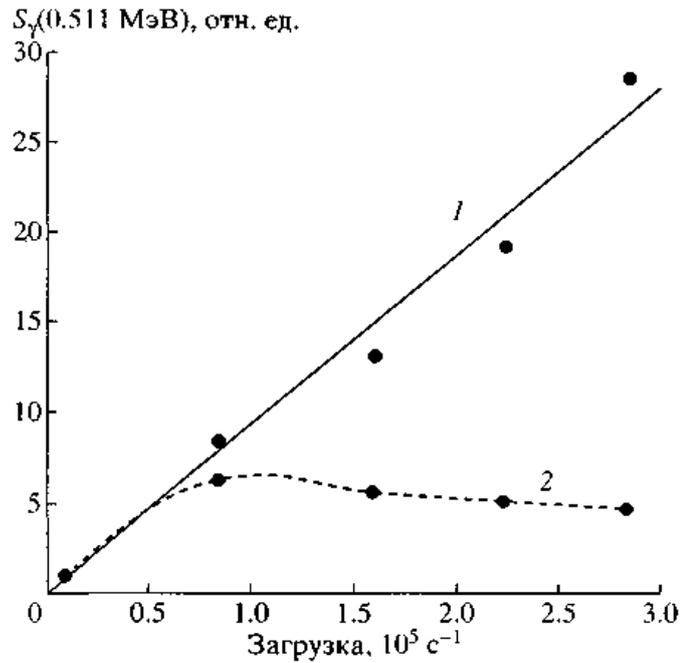


Рисунок 3.12 - Скорости счета высокоскоростной (1 - УОС) и традиционной (2 - анализатор Канберра) методик [72]

Таким образом была продемонстрирован более широкий динамический диапазон измерений, предоставляемый системой на основе устройства оцифровки сигнала.

3.3. Разработка спектрометрических систем с использованием детекторов $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$

3.3.1. Спектрометр жесткого рентгеновского излучения на токамаке ФТ-2

В 2014 г. для анализа характеристик ускоренных электронов в разрядах с нижнегибридной генерации тока в плазме токамака ФТ-2 [84] был разработан спектрометр жесткого рентгеновского излучения на основе сцинтилляционного детектора с кристаллом ВГО с ФЭУ Hamamatsu R6231. Детектор был снабжен предусилителем, подключенным к устройству оцифровки сигнала, которое представляло собой быстрый 14-ти битный АЦП с памятью на борту, подключенный к персональному компьютеру через шину USB. Запись сигнала в память компьютера проводилась в течение всего разряда с частотой дискретизации 50 МГц. Схема расположения спектрометра показана на рисунке 3.13. Детектор был защищен от рассеянного излучения свинцовой защитой. Ось коллиматора спектрометра была направлена на один из двух лимитеров токамака ФТ-2. Угол между направлением движения электронов при входе в лимитер и осью коллиматора составлял 30° .

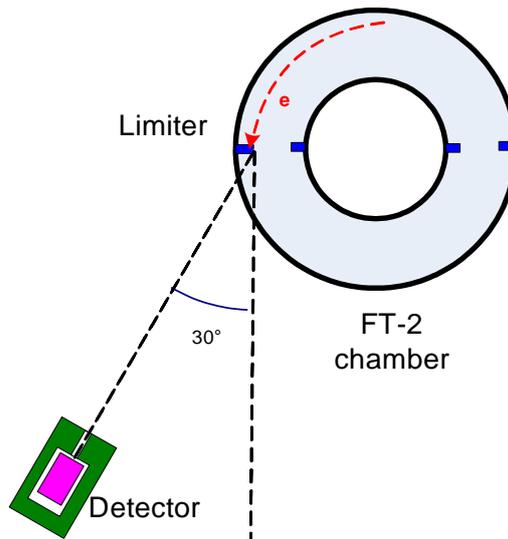


Рисунок 3.13 — схема расположения гамма-детектора возле камеры токамака FT-2 с двумя полоидальными лимитерами

В 2015 году, в целях увеличения загрузочного диапазона спектрометра детектор BGO был заменен на детектор с кристаллом $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ с размерами $\text{Ø}25,4 \text{ мм} \times 76,2 \text{ мм}$ [85]. Кристалл BGO имел большую эффективность регистрации в пике полного поглощения: 45% против 7,1% у $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ на энергии 5 МэВ. Однако в области энергий охватывающей пика одинарного и двойного вылета ($E > 3.96 \text{ МэВ}$ для квантов 5 МэВ) эффективности отличаются не столь значительно: 72,7% у BGO и 48,7% у $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, соответственно. При этом $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ имеет ряд значительных преимуществ: в первую очередь, энергетическое разрешение детектора на линии 662 кэВ составило 3,5% против ~12% у BGO. Во-вторых, постоянная времени высвечивания кристалла бромида лантана примерно в 20 раз короче BGO (16 нс против 320 нс). Высокое быстродействие детектора с кристаллом $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ позволяет достичь скорости счета $\sim 10^7 \text{ с}^{-1}$.

Выбор кристалла $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ такой конфигурации был обусловлен тем, что рассматривалось применение подобного кристалла в проекте детекторного модуля гамма-спектрометра, разрабатываемого для вертикальной гамма-камеры ИТЭР [86]. Подобная конфигурация позволяет значительно уменьшить фоновую составляющую гамма-излучения, попадающего в детектор, в эксперименте с термоядерной плазмой. Дело в том, что в токамаке ИТЭР защита от рассеянного излучения, проходящего через боковую защиту детекторов вертикальной камеры, является большой проблемой [86,87]. Таким образом, загрузочные характеристики детектора с кристаллом $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ $\text{Ø}25,4 \text{ мм} \times 76,2 \text{ мм}$ были испытаны в реальных условиях эксперимента с высокой загрузкой на токамаке ФТ-2. Для записи и анализа более короткого сигнала кристалла бромида лантана потребовалось использование УОС с частотой дискретизации выше 200 МГц. Для этих целей было

использовано устройство оцифровки сигнала, разработанное и изготовленное компанией «ИнСис», на основе процессорного модуля ADP201X с установленными на борту 2 каналами 14-битных АЦП ADM214x400M с частотой оцифровки до 500 МГц. Фотография устройства показана на рисунке 3.14.



Рисунок 3.14 – Фотография устройства оцифровки сигнала ADP201X/ADM214x400M

Устройство подключено к ПК через шину PCI-Express и записывало сигнал детектора во время всего разряда с частотой оцифровки 250 МГц.

Разработанная диагностическая система была использована в экспериментах по изучению поведения убегающих электронов в плазме токамака ФТ-2 [85], описанных в Главе 5.

3.3.2. Мульти-детекторная спектрометрическая система на токамаке ТУМАН-3М

Для измерений жесткого рентгеновского излучения в экспериментах на токамаке ТУМАН-3М была разработана мультidetекторная спектрометрическая система, состоящая из двух спектрометров на основе детекторов с кристаллами $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, и одного детектора $\text{NaI}(\text{Tl})$ [88]. Детекторы были защищены от рассеянного излучения свинцовыми блоками и имели коллиматоры, направленные на полоидальный лимитер (для детекторов $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$), и тангенциально на объем плазмы (для $\text{NaI}(\text{Tl})$). Схема расположения детекторов относительно камеры токамака показана на рисунке 3.15.

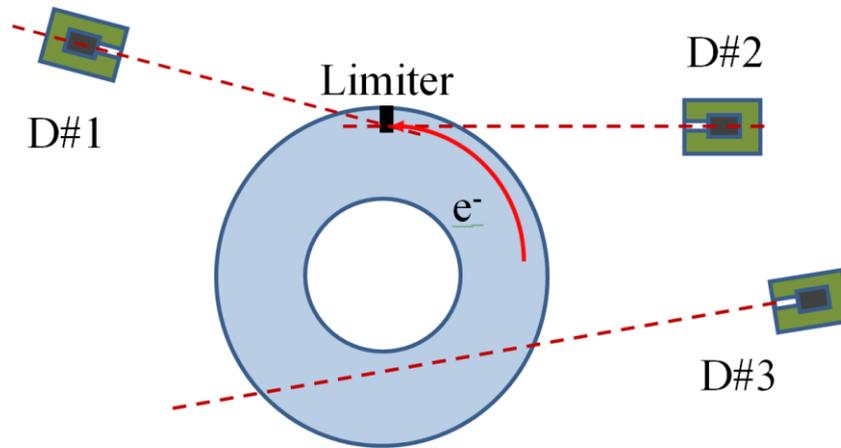


Рисунок 3.15 – Схема расположения HXR детекторов возле камеры токамака ТУМАН-3М. Вид сверху [13]

Камера токамака ТУМАН-3М имеет один полоидальный лимитер, изготовленный из молибдена. Детекторы $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ имеют коллиматоры диаметром 6 мм. В некоторых режимах плазменного разряда с высоким уровнем генерации УЭ поток излучения через отверстие коллиматора был слишком большим, что приводило к перегрузке спектрометра. Для того чтобы обеспечить скорость счета в спектрометрическом режиме, перед коллиматором устанавливались свинцовые фильтры толщиной от 5 до 25 мм, в зависимости от характеристик разряда. Детектор D1 наблюдает лимитер под углом 42° к направлению движения пучка электронов, при направлении движения электронов против часовой стрелки (при обзоре установки сверху). Детектор установлен над экваториальной плоскостью токамака и имеет угол между осью коллиматора и экваториальной плоскостью тора 23° . Детектор D2 располагается в экваториальной плоскости токамака и просматривает лимитер под углом $14^\circ 32'$ к направлению движения пучка УЭ, если электроны движутся по часовой стрелке. Расстояние между лимитером и детекторами D1 и D2 составляет 3,4 м и 4,3 м, соответственно. Первоначально детектор D1 с кристаллом $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ $\varnothing 25 \text{ мм} \times 76 \text{ мм}$ был оснащен ФЭУ Hamamatsu R11102, который демонстрировал высокую нелинейность в области высоких энергий, и был заменен на Hamamatsu R6231. Детектор с кристаллом $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ $\varnothing 76 \text{ мм} \times 76 \text{ мм}$ представляет собой детекторный модуль серии BriLanCeTM380 фирмы Saint-Gobain Crystal с фотоумножителем Hamamatsu R10233-100. Детектор оснащен специально разработанным активным динодным делителем для стабильной работы в условиях высоких скоростей счета и широкого диапазона измеряемых энергий.

Сигнал детекторов записывался быстрыми устройствами оцифровки с частотой дискретизации 250 МГц для $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и 15 МГц для $\text{NaI}(\text{Tl})$. Затем, записанные сигналы обрабатывались в режиме офф-лайн с формированием массивов данных время-амплитуда,

которые использовались для построения энергетических HXR спектров в любой момент времени разряда. Характеристики спектрометров приведены в таблице 3.3.

Таблица 3.3 - Характеристики мультidetекторной HXR спектрометрической системы

Параметр	Детектор #1	Детектор #2	Детектор #3
Сцинтиллятор	LaBr ₃ (Ce)	LaBr ₃ (Ce)	NaI(Tl)
Размеры кристалла	Ø76мм×76мм	Ø25мм×76мм	Ø40мм×40мм
Размеры коллиматора	Ø6мм x200 мм	Ø6мм x250 мм	Ø8мм x200 мм
Защита (свинец)	Фронтальная - 17 см; боковая -10 см	Фронтальная - 30 см; боковая -10 см	Фронтальная - 20 см; боковая -10 см
Видимая область	Лимитер	Лимитер	Плазма и внутренняя стенка камеры
Угол обзора пучка УЭ			
▪ Движение УЭ по часовой стрелке	138°	14°32'	129°
▪ Движение УЭ против часовой стрелки	42°	165°28'	51°
Расстояние до плазмы	337 см	425 см	210 см
Режим обработки сигнала	Спектрометрический	Спектрометрический	Спектрометрический
АЦП	14-бит 250 МГц оцифровщик	14-бит 250 МГц оцифровщик	12-бит 15 МГц оцифровщик
ФЭУ	Hamamatsu R6231	Hamamatsu R10233-100	Hamamatsu R6231
HXR – Энергетический диапазон (E _{HXR}), МэВ	0,1–20	0,1–20	0,1–10
Энергетическое разрешение (ΔE/E на 662 кэВ)	3,5%	3,5%	10%
Максимальная скорость счета (с ⁻¹)	1x10 ⁷	1x10 ⁷	1x10 ⁶

Конфигурация расположения детекторов, с обзором одной и той же точки на лимитере под различными углами, удобна при переключении направления тока плазмы, а

также для увеличения динамического диапазона измерений HXR: в случае насыщения D1 при движении электронов по часовой стрелке, детектор D2 будет продолжать работать, и наоборот. Для оцифровки сигнала было использовано устройство AMBPEX5/ADM214x400M производства ЗАО «Инструментальные Системы», которое позволяет записывать сигнал с частотой дискретизации 50-500 МГц. Устройство было интегрировано в персональный компьютер через шину PCI-Express. Для оцифровки сигналов от двух детекторов $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ во время экспериментов была выбрана частота дискретизации 250 МГц. Сигнал регистрировался в течение интервала времени 200 мс, охватывая полную продолжительность разряда ТУМАН-3М. Далее оцифрованный сигнал сохранялся на жестком диске ПК. Обработка сигнала выполнялась в автономном режиме с помощью специально разработанного алгоритма, который позволяет провести разделение наложенных импульсов при загрузке детектора до 10^7 c^{-1} [85]. Третий детектор с кристаллом $\text{NaI}(\text{Tl})$ $\varnothing 40 \text{ мм} \times 40 \text{ мм}$ и фотоумножителем Hamamatsu R6231 имел коллиматор $\varnothing 8 \text{ мм}$, который просматривал камеру токамака квазитангенциально. Детектор использовался для измерения излучения непосредственно из плазмы. В поле наблюдения детектора также попадала часть внутренней стенки токамака, расположенной со стороны сильного магнитного поля. Внешняя стенка камеры (со стороны слабого поля) для УЭ находится в тени лимитера.

Разработанная мульти-детекторная система с быстрым УОС и детекторами $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ использовалась в экспериментах с омическим нагревом плазмы ТУМАН-3М для анализа генерации УЭ в разрядах с различной плотностью [89,90], описанных в Главе 5.

Опыт построения спектрометрических систем гамма-диагностики высокотемпературной плазмы на токамаках ФТИ им. А.Ф. Иоффе, а также методики цифровой обработки сигнала сцинтилляционных детекторов, были использованы при модернизации гамма-спектрометрической системы на токамаке JET [68,87,109], а также при разработке гамма-спектрометров для диагностики убегающих электронов на токамаке ASDEX Upgrade [110].

3.4. Выводы к Главе 3

В течение последних 20 лет в ФТИ им. А.Ф. Иоффе разрабатывались системы диагностики ускоренных электронов на компактных токамаках ФТ-2, ТУМАН-3М, Глобус-М, основанные на спектрометрических измерениях жесткого рентгеновского излучения. В результате выполненных работ произошел переход от измерений жесткого РИ в потоковом режиме к измерениям эволюции спектра РИ в течение разряда токамака с необходимым

временным разрешением, что фактически позволило выполнять исследования роли убегающих электронов в наблюдаемых физических явлениях на новом качественном уровне. Сначала, в системах использовались сцинтилляционные детекторы с хорошо известными тяжелыми неорганическими кристаллами NaI(Tl) и BGO. Сигнал обрабатывался классическими АЦП с буферной памятью, позволявшими записывать за время разряда ограниченное число амплитудных спектров. Развитие цифровых технологий дало возможность использовать в системах устройства, оцифровывающие сигнал детекторов за все время разряда с высокой частотой дискретизации и сохраняющие осциллограмму в памяти персонального компьютера для последующей обработки. Применение новых устройств потребовало разработки новых алгоритмов цифровой обработки сигнала и построения энергетических спектров.

Появившиеся новые сцинтилляторы LaBr₃(Ce) с очень короткой постоянной времени высвечивания (~16 нс) позволили значительно расширить загрузочный диапазон измерений в спектрометрическом режиме до скорости счета 10^7 с⁻¹. Это дало возможность исследовать явления с очень короткими временами действия, как например, развитие неустойчивости срыва.

В настоящее время на всех токамака ФТИ им. А.Ф. Иоффе проводятся исследования поведения убегающих электронов с использованием самых передовых спектрометров LaBr₃(Ce) с устройствами записи сигнала со скоростью оцифровки 250 МГц и выше. Системы регистрации жесткого рентгеновского излучения, используемые в плазменных экспериментах на токамаках ФТ-2, ТУМАН-3М, Глобус-М, являются отличной базой для деятельности по разработке гамма-спектрометрического комплекса международного термоядерного реактора ИТЭР. Измерения на компактных токамаках дают возможность усовершенствовать технологии цифровой записи и обработки сигнала, а также восстановления энергетических распределений электронов, анализа и интерпретации экспериментальных данных, о чем будет сказано в Главах 4 и 5.

Глава 4. Восстановление энергетического распределения убегающих электронов по измеренным спектрам жесткого рентгеновского излучения

4.1. Разработка методов восстановления энергетических распределений убегающих электронов по измеренным спектрам жесткого рентгеновского излучения

Одной из важнейших задач диагностики плазмы по измеренному жесткому рентгеновскому излучению является определение параметров энергетического распределения убегающих электронов в плазме токамака. Кроме научного интереса, знание энергетического распределения УЭ необходимо для предотвращения аварийных ситуаций, т.к. обладающий огромной энергией пучок УЭ способен причинить значительные повреждения вакуумной камере токамака. Согласно требованиям ИТЭР к поставляемым диагностиками измерениям, в плазме токамака ИТЭР должны контролироваться два параметра: максимальная энергия УЭ и переносимый ими ток [16]. Максимальная энергия должна быть определена с точностью 20% в диапазоне до 100 МэВ. Ток, переносимый пучком УЭ на стадии гашения разряда, должен быть определен с 30% точностью. Временное разрешение для обоих параметров – 10 мс. Для определения обоих параметров методами гамма-спектрометрии необходимо восстановить энергетическое распределение УЭ в плазме по измеренным спектрам жесткого РИ.

Моделирование НХР спектров, рожденных убегающими электронами в экспериментах с плазмой токамака, является большой проблемой. Должны быть приняты во внимание геометрия электронного пучка и его энергетическое распределение. Кроме того, для получения функции отклика в широком диапазоне энергий НХР должно быть смоделировано искажение спектра тормозного излучения в материалах, которые встречаются на пути из плазмы к детектору. Как правило, измерения проводятся за короткое время, т.к. процессы с участием УЭ развиваются очень быстро, а скорость счета спектрометра может быть довольно низкой. Недостаточная статистика в высокоэнергетической части зарегистрированных спектров может привести к ошибкам при моделировании.

Первые попытки восстановления спектров УЭ в ФТИ им. А.Ф. Иоффе были предприняты в измерениях на токамаке Глобус-М [91]. Для этого было проведено моделирование методом Монте-Карло функций генерации тормозного излучения, вызываемого ускоренными электронами при торможении в материалах стенки камеры токамака и лимитерах, а также функций отклика детектора. Ввиду практической

невозможности напрямую просчитать спектр тормозного излучения, зарегистрированного в детекторе, с требуемым статистическим наполнением из-за большого расстояния между детектором и камерой токамака и малого телесного угла обзора коллиматора потребовалось сделать некоторые упрощения в описании геометрической конфигурации установки и провести расчеты в два этапа. На рисунке 4.1 показана схема расположения гамма-детекторов возле камеры токамака Глобус-М.

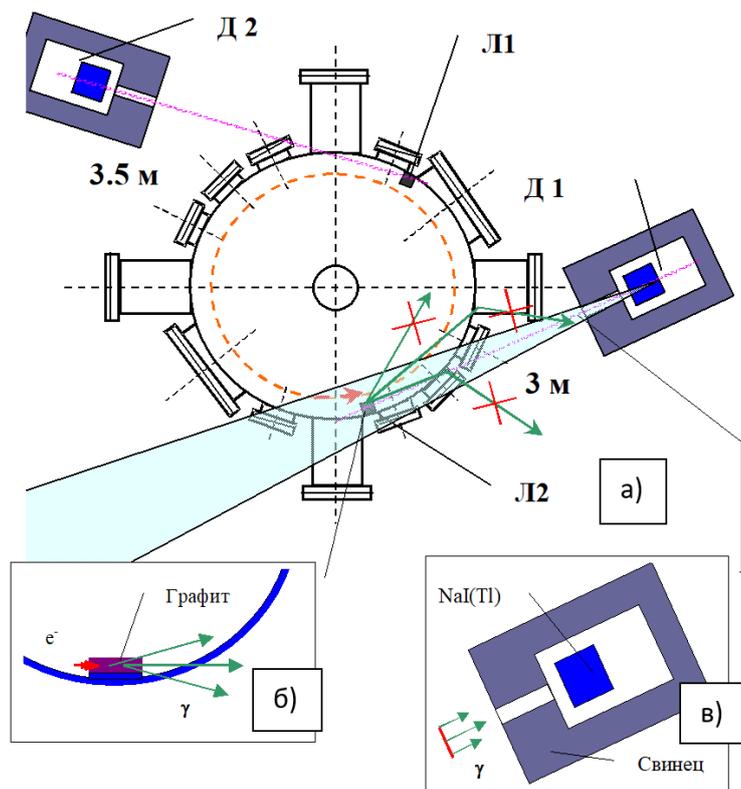


Рисунок 4.1 – Геометрия, в которой проводился расчет спектров тормозного излучения

На первом этапе моделировался процесс торможения пучка электронов с заданным энергетическим распределением в материале лимитера (графитовая пластина на стальной подложке (см. рис. 4.1(б))) с последующим прохождением тормозных фотонов через материал камеры токамака (стальная камера с медными элементами). Т. к. стенки камеры относительно тонкие (1,5–2 см нержавеющей стали), то основная часть фотонов проходит через нее не взаимодействуя. Но есть и фотоны, рассеявшиеся в конструкционных материалах, либо поглощенные ими. Область, в которой проводился расчет прохождения фотонов, был ограничен конусом телесного угла обзора коллиматора детектирующего блока (см. рис. 4.1(а)). Кванты, вышедшие за поверхность конуса, исключались из расчетов, т.к. вероятность попадания их в детектор после многократных рассеяний чрезвычайно мала. Результатом первого этапа моделирования является спектр гамма-квантов, рассчитанный в точке на входе коллиматора свинцовой фронтальной защиты детектирующего блока.

Моделирование проводилось с помощью кода MCNP (Monte Carlo N-Particle Code) [92] в диапазоне от 0,5 до 15 МэВ с шагом гистограммы 0,5 МэВ.

На втором этапе моделировался источник гамма-квантов на плоской поверхности круглой формы, находящейся перед входом в коллиматор. Распределение гамма-излучения соответствовало распределению тормозного излучения, испущенного в направлении детектора для заданного диапазона распределения электронов, например, $5 < E_{\nu} < 5,5$ МэВ. Кванты излучаются перпендикулярно поверхности источника по направлению к детектору (см. рис. 4.1(в)). Фотоны, поглощенные и рассеянные в материалах защиты, в детектор не попадают. Прошедшие через коллиматор кванты, попадая в сцинтилляционный детектор, либо проходят сквозь него не испытывая взаимодействия, либо поглощаются в кристалле оставляя в нем всю или часть своей энергии (фотоэлектрическое поглощение, комптоновское рассеяние, рождение электрон-позитронных пар). С учетом этих процессов были рассчитаны функции отклика детектора на попавшее в детектор тормозное излучение, вызываемого быстрыми электронами в диапазоне $0,5 \div 15$ МэВ с шагом 0,5 МэВ. На рисунке 4.2 красной линией показано заданное распределение электронов для энергетического интервала $5 \div 5,5$ МэВ. Синие линией показан спектр жесткого рентгеновского излучения, рассчитанный для этого распределения УЭ с учетом функции отклика детектора (после второго этапа моделирования).

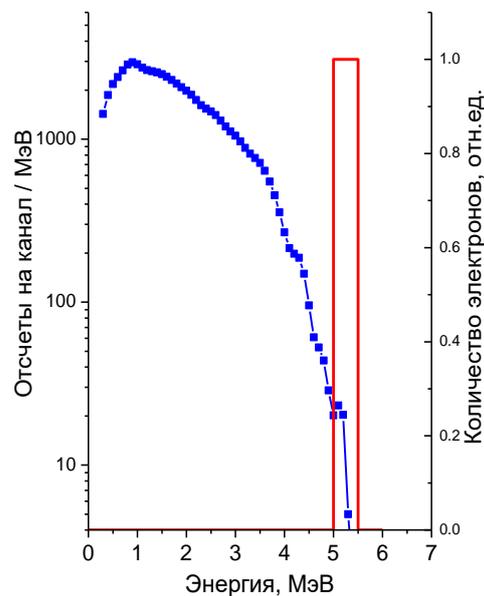


Рисунок 4.2 – Расчетная функция отклика детектора NaI(Tl) на излучение, вызванное электронами с энергией $5 < E_{\nu} < 5,5$ МэВ. Красной линией показано заданное распределение электронов; синяя линия – Спектр, который мог бы зарегистрировать детектор при длительной экспозиции (функция отклика детектора после второго этапа расчетов) [91]

Для оценки энергетического распределения электронов, тормозящихся в лимитере, использовались спектры тормозного излучения, зарегистрированные во время плазменных разрядов. Распределения электронов получались путем фитинга суперпозиции рассчитанных функций отклика к измеренным спектрам жесткого РИ методом наименьших квадратов средствами программного пакета ORIGIN. На рисунке 4.3 показан пример обработки экспериментального спектра жесткого РИ (черные точки на рисунке 4.3(а)). Аппаратурный спектр детектора $N_{HXR}(E)$ при регистрации излучения из лимитера описывается формулой:

$$N_{HXR}(E) = \sum_i A_i \cdot W_i^e(E), \quad (4.1)$$

где $W_i^e(E)$ – функция отклика детектора, рассчитанная для фиксированного i -го интервала энергии электронов в диапазоне 0,5÷15 МэВ, $\Delta E_e = 0,5$ МэВ. Коэффициенты A_i подбираются методом наименьших квадратов. На рис. 4.3(а) синей линией показана результирующая функция детектора, полученная как суперпозиция функций отклика детектора для различных значений энергий электронов (цветные линии). Функция распределения электронов описывается набором значений A_i , как показано на рисунке 4.3(б).

Примененная методика имела ряд существенных недостатков. Во-первых, т.к. распределение тормозного излучения имеет экспоненциально спадающий характер, расчеты второго этапа для набора соответствующей статистики в области высоких энергий занимали очень много компьютерного времени, вследствие чего, шаг расчетов функции отклика детектора был не менее 0,5 МэВ. При энергиях электронов выше 3 МэВ, когда приходилось использовать большое количество функций отклика для получения их суперпозиции, восстановленное распределение УЭ демонстрировало осцилляции, которых не удавалось избежать средствами пакета ORIGIN.

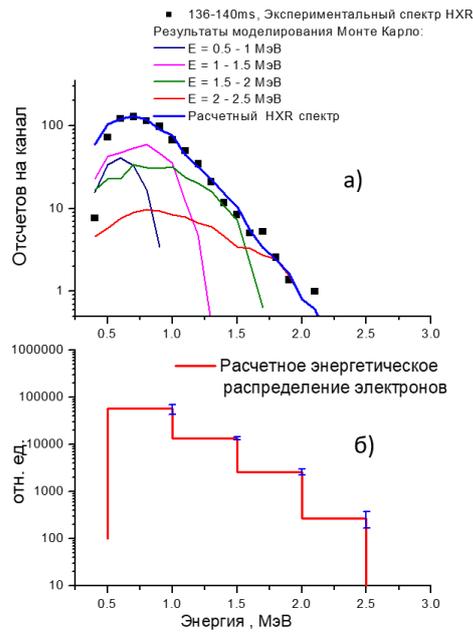


Рисунок 4.3. – Восстановление распределения убегающих электронов из измеренного спектра жесткого РИ на токамаке Глобус-М: а) черные точки – измеренный HXR спектр, синяя линия – результат суперпозиции функций отклика детектора; б) Полученное энергетическое распределение электронов, вышедших на лимитер [91]

В 2013 г. был разработан код DeGaSum (Deconvolution of Gamma-ray Spectrum), предназначенный для восстановления (деконволюции) спектров исходного гамма-излучения по зарегистрированным аппаратурным спектрам гамма-спектрометра [93]. Попытки восстановления исходного энергетического распределения из аппаратурных спектров, измеренных сцинтилляционными и полупроводниковыми детекторами, проводились ранее, например, в работе [94]. Актуальность задачи привела к созданию большого числа различных методов деконволюции спектров и изображений. В ряде работ производилось сравнение между различными методами с целью выбрать наиболее подходящий для обработки спектров. Показано, что метод максимальной вероятной оценки с использованием ожидаемой максимизации (maximum likelihood estimation using expectation maximization, ML-EM) [95], известный так же как метод Ричардсона-Луси [96,97], является одним из лучших при восстановлении гамма-спектров: он демонстрирует хорошую устойчивость к шумам исходных данных и позволяет сравнительно точно восстанавливать исходные распределения [94]. Во всех упомянутых работах методы деконволюции применялись к случаю, когда исходный спектр является дискретным. Кроме того, в измерениях предполагалась большая статистика. В то же время спектры, получаемые в экспериментах на токамаке, могут иметь весьма низкую статистику. Помимо этого, в спектрах может присутствовать вклад нейтронного излучения. Все это усложняет применение описанных алгоритмов к экспериментальным данным.

Метод ML-EM был исследован на предмет использования при восстановлении гамма-спектров, записанных в экспериментах с горячей плазмой. Измеряемый детектором спектр $y(\varepsilon)$ может быть представлен в виде

$$y(\varepsilon) = \int_0^{+\infty} x(\varepsilon') h(\varepsilon, \varepsilon') d\varepsilon' + n(\varepsilon), \quad (4.2)$$

где x — исходный спектр гамма-квантов на входе в детектор, h — функция отклика гамма-детектора, n — шум, ε — энергия гамма-квантов.

Задача деконволюции состоит в получении исходного спектра x по измеренному спектру y при известной аппаратной функции. Выражение (4.2) может быть представлено в матричной форме: $y = Hx + n$. Итерационный алгоритм ML-EM для решения этой задачи может быть записан как:

$$x_i^p = x_i^{p-1} \sum_j h_{j,i} \cdot \frac{y_j}{\sum_k h_{j,k} x_k^{p-1}} \quad (4.3)$$

На каждом шаге выполняется преобразование $x_i^p = \max(x_i^p, 0)$.

В результате исследований была изменена основная процедура алгоритма. Для исключения осцилляций в присутствии фоновой подложки было предложено выполнять процедуру сглаживания при каждой j итерации, что позволяет уменьшить амплитуду колебания. Для усиления разрешающей способности алгоритма было предложено уменьшить ширину канала в исходном спектре путем интерполяции. DeGaSum код (Deconvolution of Gamma Spectrum), реализующий процедуру деконволюции, описанную выше, и определяющий интенсивность пиков в восстановленных гамма-спектрах, был разработан Е.М. Хилькевичем в ФТИ им. А.Ф. Иоффе [93].

Для реконструкции энергетического распределения убегающих электронов был модернизирован алгоритм деконволюции измеренных HXR спектров. Спектр тормозного излучения $y(\varepsilon)$, вызванного ускоренными электронами, измеренный детектором, может быть представлен в следующей форме [5]

$$\begin{aligned} y(\varepsilon) &= \int_0^\infty d\varepsilon' h_d(\varepsilon, \varepsilon') \int_0^\infty d\varepsilon'' h_e(\varepsilon', \varepsilon'') f(\varepsilon'') + n(\varepsilon) = \\ &= \int_0^\infty d\varepsilon'' f(\varepsilon'') \int_0^\infty d\varepsilon' h_d(\varepsilon, \varepsilon') h_e(\varepsilon', \varepsilon'') + n(\varepsilon) = \int_0^\infty d\varepsilon' f(\varepsilon') h_{tot}(\varepsilon, \varepsilon') + n(\varepsilon), \end{aligned} \quad (4.4)$$

где f — функция распределения электронов, h_e — функция генерации HXR, т.е. функция, описывающая энергетическую зависимость плотности вероятности испускания тормозного излучения в направлении детектора во время прохождения ускоренного электрона с заданной энергией через видимый детектору объем плазмы. h_e рассчитывается с помощью кода MCNP и описывает взаимодействие моноэнергетических электронов с плазменной мишенью либо с материалами камеры, генерацию тормозного излучения и прохождение

NXR в направлении расположения детектора в соответствующей геометрии. h_d – аппаратная функция детектора; h_{tot} – функция отклика детектора на тормозное излучение, вызываемое быстрыми электронами; $n(\varepsilon)$ – шум; ε – энергия электрона.

Для реализации описанного алгоритма, необходимо вычислить аппаратные функции детектора и функции генерации тормозного излучения для реалистичных геометрических и технических параметров установки в широком энергетическом диапазоне с малым энергетическим шагом.

4.2. Монте-Карло моделирование генерации и транспорта жесткого рентгеновского излучения

Для восстановления спектров убегающих электронов, взаимодействие которых с ионами плазмы, либо с материалами лимитера камеры токамака вызывает жесткое тормозное излучение, проводятся расчеты методом Монте Карло, реализованным в коде MCNP. MCNP – универсальная программа, которая предназначена для расчетов прохождения нейтронов, фотонов, электронов (по отдельности или вместе) через вещество [92]. С помощью данной программы моделируется дискретное трехмерное расположение материалов в геометрических ячейках, ограниченных поверхностями первого и второго порядка, а также поверхностью четвертого порядка эллиптического тора.

При прохождении электронов через вещество преобладает действующая на больших расстояниях кулоновская сила, что приводит к большому количеству малых взаимодействий. Электрон, тормозящийся в алюминиевой фольге с 0.5 до 0.0625 МэВ, подвергается действию около 10^5 индивидуальных соударений. Характерный для предложенного рассмотрения высокий уровень вычислительной сложности делает практически неосуществимым Монте-Карло подход единичных соударений для большинства ситуаций, представляющих практический интерес. Альтернативой детальному рассмотрению динамики процесса является применение различных теорий многократного рассеяния заряженных частиц, использующих фундаментальные сечения и статистическую природу процесса переноса для предсказания распределений вероятности таких ключевых величин, как энергетические потери, угловое преломление и др. Эти теории полагаются на многообразные приближения, определяющие условия их применения, в частности, подразумевается, что энергетические потери малы по сравнению с кинетической энергией электрона.

При расчетах функции генерации тормозного излучения моделируется вероятность рождения гамма-кванта при прохождении ускоренного электрона в видимом для детектора объеме плазмы, либо торможении в материале камеры токамака. Для моделирования

процесса генерации тормозного излучения в плазме реализуется модель «тонкой» мишени, когда число взаимодействия электрона с ядрами компонентов плазмы или электронами при прохождении ускоренным электроном видимой детектором области <1 . В MCNP модели плазма описывается как нейтральный газ. Поскольку сечение генерации тормозного излучения пропорционально Z^2 мишени, примеси плазмы вносят существенный вклад в интенсивность HXR излучения.

При моделировании прохождения быстрыми электронами через твердую мишень («толстая» мишень; число рассеяний электрона на атомах мишени в интересующем объеме $\gg 1$) применяется так называемый метод «сжатых историй», при котором действие множества индивидуальных соударений интегрируется по отдельным отрезкам. Длины таких отрезков должны быть достаточно велики, для того чтобы на их протяжении частица успевала испытать достаточное для применимости статистической теории количество столкновений. С другой стороны, размер рассматриваемых промежутков выбирается не слишком большим, чтобы относительные характерные изменения параметров движения частицы были малы, что также является критерием применимости теории многократного рассеяния. Энергетические потери и угловое преломление траектории электрона во время каждого такого отрезка могут быть выбраны из распределений вероятностей, основанных на соответствующей теории многократного рассеяния. Код MCNP рассчитывает вероятность рождения тормозных фотонов на каждом шаге прохождения электрона. Для определения, образовался ли на очередном этапе тормозной фотон, используются табличные значения вероятности рождения. Если это событие происходит, из таблиц энергетических распределений разыгрывается энергия нового фотона. По умолчанию угол испускания фотона по отношению к направлению движения электрона также выбирается из табличных значений.

После расчета процесса генерации фотона быстрым электроном код производит расчеты транспорта гамма-квантов и вероятности его попадания в детектор. Моделируя прохождение гамма-излучения через вещество, код MCNP использует базу данных, включающую сечения некогерентного и когерентного рассеяния, фотоэлектрического эффекта и образования пар для энергий гамма-излучения от 1 кэВ до 100 ГэВ и Z материалов мишени от 1 до 100. В расчетах транспорта электронов используются электронные библиотеки MCNP, содержащие данные для элементов с Z от 1 до 94. подробно процедура моделирования генерации тормозного излучения описана в [92].

Для расчета генерации тормозного излучения при взаимодействии убегающих электронов с полоидальным лимитером была разработана MCNP модель токамака ФТ-2 [85]. Угол между направлением движения пучка УЭ и осью коллиматора был измерен с

точностью до $0,5^\circ$ и составлял $30^\circ \pm 0,5^\circ$. Спектры тормозного излучения, генерируемые быстрыми электронами, рассчитывались в диапазоне энергий электронов $0,1 \div 17$ МэВ с шагом $0,1$ МэВ. На рис. 4.4 показаны смоделированные спектры HXR излучения, индуцированного электронами с энергиями 3, 6 и 9 МэВ, попавшими на лимитер в поле зрения детектора. Распределения нормированы на число электронов, взаимодействующих с лимитером токамака. Результаты расчетов получены в виде энергетического распределения потока гамма-излучения в точке внутри свинцовой защиты детектора между коллиматором и кристаллом детектора.

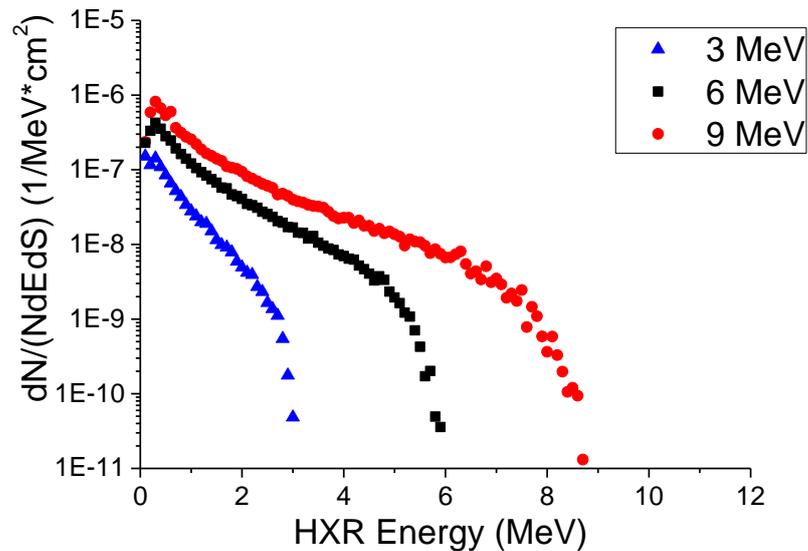


Рисунок 4.4 – Результаты MCNP расчетов тормозного излучения, связанного с взаимодействием моноэнергетических электронов 3, 6 и 9 МэВ с лимитером в поле зрения детектора $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ на токамаке ФТ-2 [85]

Для токамака ТУМАН-3М была разработана MCNP модель камеры с одиночным полоидальным лимитером (материал лимитера – молибден), на который направлены коллиматоры двух детекторов, как показано на рисунке 3.15 [89]. Расчеты были проведены для направления движения электронов как по направлению, так и против направления часовой стрелки. Для третьего детектора были проведены расчеты генерации тормозного излучения электронами, взаимодействующими с дейтериевой плазмой с примесью углерода. На рисунке 4.5 приведены результаты расчетов функций генерации тормозного излучения в направлении детекторов, установленных вблизи камеры токамака ТУМАН-3М, для энергии электронов $E_{v\beta} = 5$ МэВ.

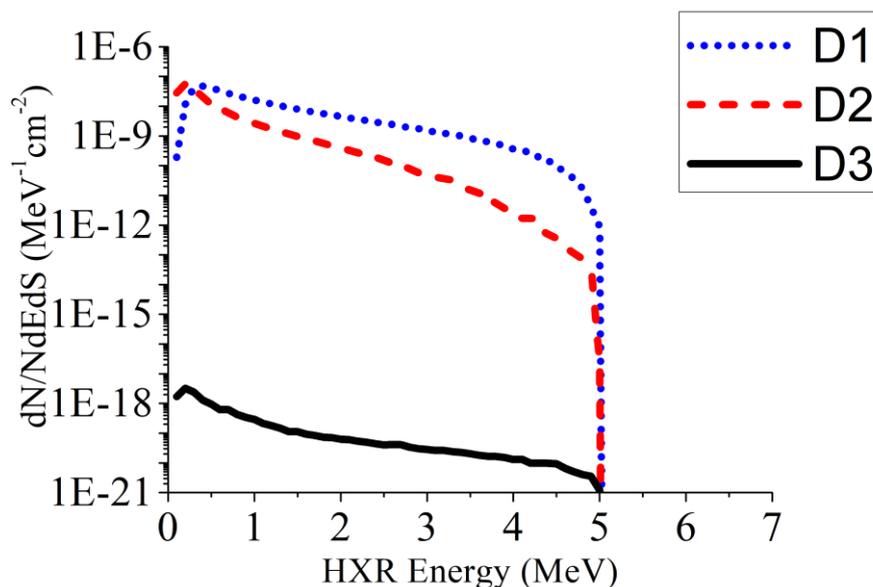


Рисунок 4.5 – Энергетическое распределение потоков тормозного излучения, излучаемого в поле зрения детекторов, рассчитанное с использованием кода MCNP, связанное с взаимодействием моноэнергетических электронов с энергией 5 МэВ с материалом лимитера в направлении HXR детекторов на токамаке ТУМАН-3М: синяя точечная линия – для детектора D1 с линией обзора навстречу движению электронов; красная штриховая линия – для детектора D2, с линией обзора против направления движения электронов; черная линия – распределение тормозного излучения, испускаемого в направлении D3 из дейтериевой плазмы с примесью углерода [89]

На рисунке видно, что вероятность испускания высокоэнергетических квантов (~4,5 МэВ) в направлении D2 (испускание HXR на детектор противоположно движению электронов) на 2-3 порядка ниже, чем в направлении детектора D1 (излучение на детектор совпадает с направлением движения электронов). Вероятность испускания кванта из дейтериевой плазмы в направлении детектора D3 на 10 порядков ниже, чем на детектор D1. Здесь следует отметить, что в действительности поток излучения из плазмы значительно выше, т. к. в отличие от случая взаимодействия с лимитером, электрон продолжает удерживаться в плазме и успевает сделать $\sim 10^5$ оборотов в тороидальном направлении за 1 мс.

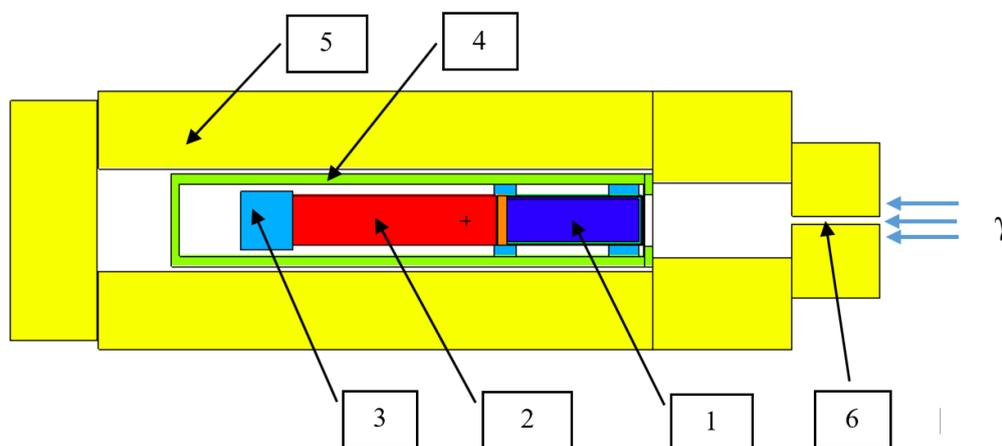
Для вычисления функции отклика детектора необходимо разработать подробную MCNP модель, описывающую кристалл детектора, его корпус, ФЭУ и радиационную защиту. Т. к. область, просматриваемая детектором обычно мала по сравнению с расстоянием между источником излучения и спектрометром, при расчетах поток гамма-излучения обычно задается в виде параллельно направленного пучка фотонов, падающего на фронтальную защиту детектора в области коллиматора. Моделирование функции отклика проводится в диапазоне энергий на 10÷15% шире, чем при расчете генерации

тормозного излучения, так как требуется учесть энергетическое разрешение детектора, которое задается в виде гауссового уширения. Зависимость энергетического разрешения детектора от энергии фотонов в коде MCNP задается формулой:

$$FWHM = a + b\sqrt{E + cE^2}, \quad (4.5)$$

где $FWHM$ – полная ширина пика на полувысоте (full-width at half-maximum); E – энергия гамма-квантов. Параметры a , b и c имеют размерность МэВ, МэВ^{1/2} и МэВ⁻¹, соответственно, и определяются в процессе энергетической калибровки с использованием эталонных источников гамма-излучения, таких как ¹³⁷Cs (0,6617 МэВ), ⁶⁰Co (1,173 и 1,3325 МэВ), ²²Na (0,511 и 1,275 МэВ).

На рисунке 4.6 показана схема MCNP модели детекторного модуля с кристаллом LaBr₃(Ce) Ø25,4 мм × 76,2 мм в свинцовой защите, использованного в измерениях на токамаке ФТ-2 [85].



- 1 – кристалл LaBr₃(Ce);
- 2 – ФЭУ;
- 3 – диодный делитель напряжения;
- 4 – стальной корпус детектора;
- 5 – свинцовая защита;
- 6 – канал коллиматора;

Рисунок 4.6 – MCNP модель детекторного модуля LaBr₃(Ce) Ø25,4 мм×76,2 мм с радиационной защитой, использованного в измерениях на токамаке ФТ-2

Функции отклика детектора LaBr₃(Ce), использованного в измерениях на токамаке ФТ-2, были рассчитаны в диапазоне энергий гамма-излучения 0,1÷17 МэВ с шагом 0,1 МэВ. На рисунке 4.7 показаны примеры функций отклика детектора LaBr₃(Ce) Ø25,4 мм ×76,2 мм для моноэнергетических гамма-квантов 3, 6 и 9 МэВ [85].

На рисунке 4.8 показаны примеры функций отклика детекторов (в логарифмическом масштабе), использованных в измерениях на токамаке ТУМАН-3М: $\text{LaBr}_3(\text{Ce}) \text{ } \varnothing 25,4 \text{ мм} \times 76,2 \text{ мм}$, $\text{LaBr}_3(\text{Ce}) \text{ } \varnothing 76,2 \text{ мм} \times 76,2 \text{ мм}$ и $\text{NaI}(\text{Tl}) \text{ } \varnothing 40 \text{ мм} \times 40 \text{ мм}$ [11].

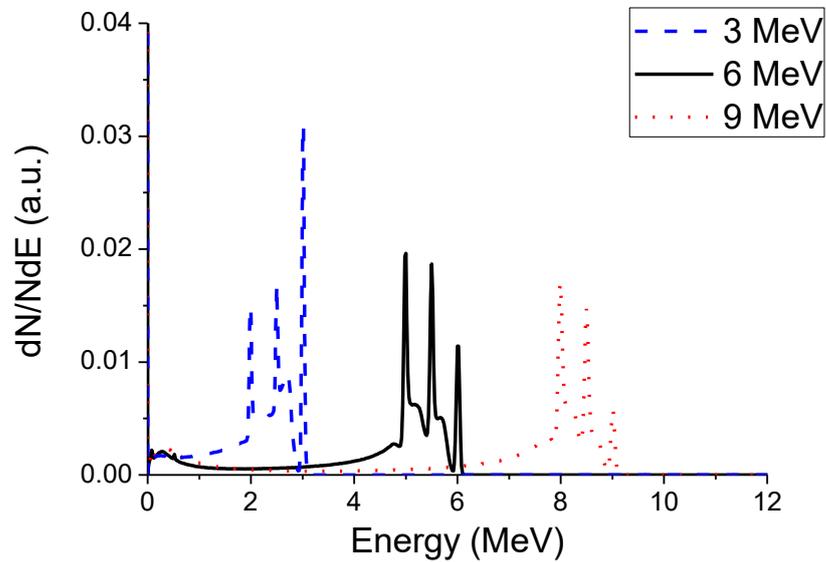


Рисунок 4.7 – Функции отклика детектора $\text{LaBr}_3(\text{Ce}) \text{ } \varnothing 25,4 \text{ мм} \times 76,2 \text{ мм}$, использованного в измерениях на токамаке ФТ-2, рассчитанные для моноэнергетических гамма-квантов 3, 6 и 9 МэВ [10]

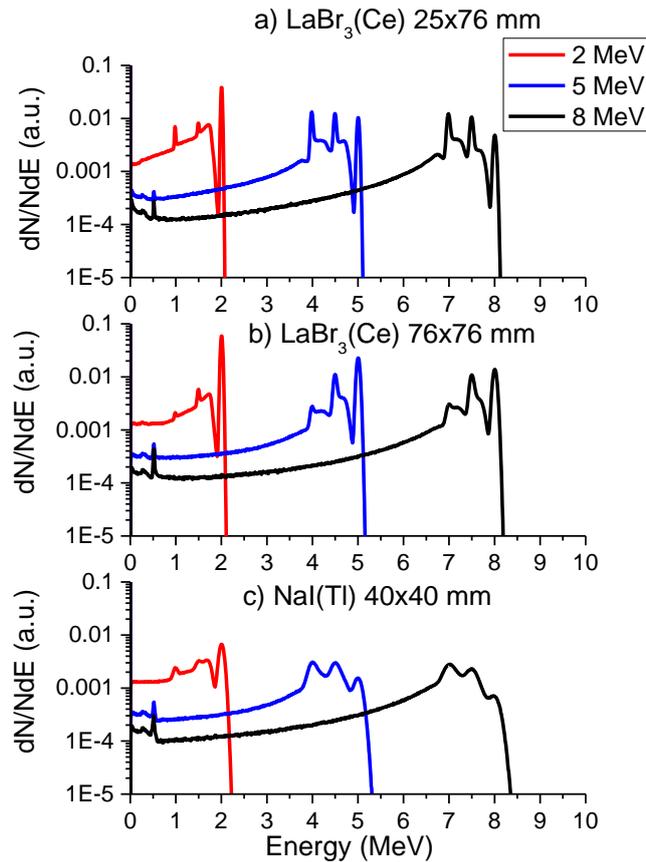


Рисунок 4.8 – Функции отклика детекторов на гамма-излучение с энергией 2, 5 и 8 МэВ, рассчитанные с использованием кода MCNP: а) $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ $\text{Ø}25,4 \text{ мм} \times 76,2 \text{ мм}$, б) $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ $\text{Ø}76,2 \text{ мм} \times 76,2 \text{ мм}$; в) $\text{NaI}(\text{Tl})$ $\text{Ø}40 \text{ мм} \times 40 \text{ мм}$ [89]

4.3. Проверка алгоритмов деконволюции спектров жесткого рентгеновского излучения

Как уже упоминалось ранее, восстановление энергетического распределения быстрых электронов является непростой задачей, т. к. восстановленные распределения могут иметь довольно высокую неопределенность при моделировании генерации тормозного излучения и переноса фотонов. Неопределенности распределения электронов могут быть вызваны некорректной MCNP моделью, разработанной для расчета функций отклика детектора и генерации тормозного излучения. Кроме того, неопределенности из-за низкой статистики в высокоэнергетической части измеренного спектра НХР и измерения при высокой скорости детектирования с большим числом неразрешенных совпадений, искажающих измеренный спектр, могут повлиять на результаты реконструкции. Чтобы оценить влияние этих факторов на точность восстановленного распределения электронов, была проведена серия симуляций и измерений.

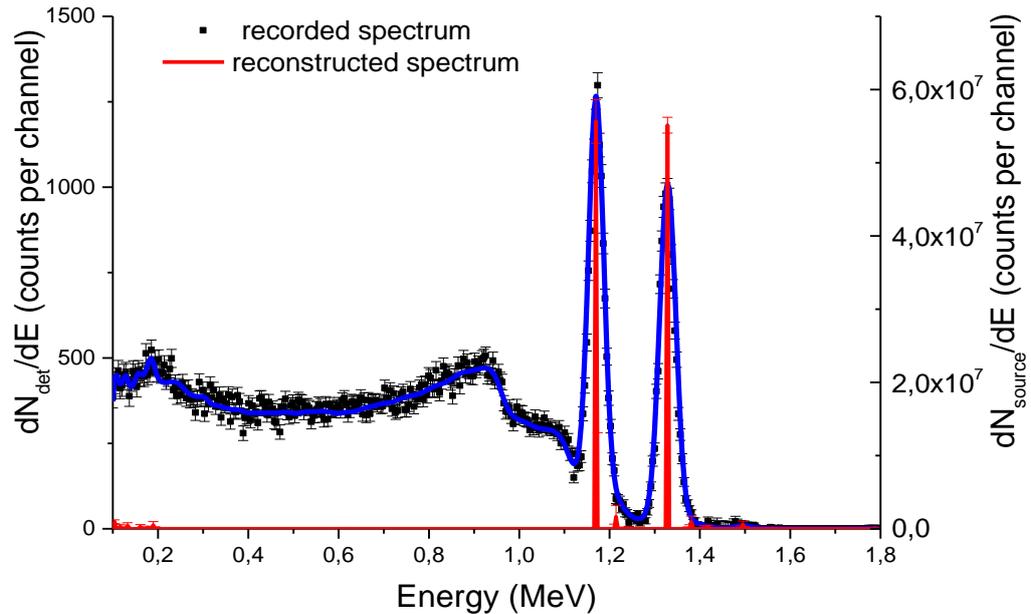


Рисунок 4.9 – Аппаратурный спектр, измеренный детектором $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ $\varnothing 25,4$ мм \times 76,2 мм при регистрации излучения точечного источника ^{60}Co (черные точки) и восстановленный кодом DeGaSum спектр излучения источника (красная линия). Синей линией показана свертка полученного энергетического распределения с функциями отклика детектора

На рисунке 4.9 показан аппаратурный спектр детектора $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ $\varnothing 25,4$ мм \times 76,2 мм (после вычитания естественного фона) [85], записанный при регистрации излучения точечного эталонного источника ^{60}Co (1,173 и 1,3325 МэВ), установленного перед коллиматором защиты спектрометра на токамаке ФТ-2, схема которой приведена на рисунке 4.6. Активность источника составила 55 кБк; спектр записывался в течение 1000 с. Были рассчитаны функции отклика детектора для такой конфигурации измерительной установки в энергетическом диапазоне от 0,1 до 2 МэВ с шагом 0,1 МэВ. Восстановление энергетического распределения гамма-излучения, попадающего в кристалл спектрометра было проведено с помощью кода DeGaSum. Полученный спектр показан на рисунке 4.9 красной линией. Синяя линия на рисунке соответствует свертке полученного распределения с функциями отклика детектора, описанной формулой (4.2). Высокая точность восстановления истинного распределения излучения свидетельствует о том, что модель детектора и защиты соответствует действительности и может быть использована при реконструкции спектров тормозного излучения.

Т.к. нам недоступны эталонные источники моноэнергетического электронного излучения в МэВ-диапазоне, проверить точность модели и применяемых алгоритмов деконволюции при восстановлении распределений УЭ по тормозному излучению

значительно сложнее. Для решения задачи проверки алгоритма деконволюции были проведены численные моделирования HXR спектров для реальных геометрий установок с последующим восстановлением заданных модельных распределений электронов [85]. Модельные расчеты показали, что наилучшим образом форма распределений электронов восстанавливается кодом DeGaSum при статистике в HXR спектре выше 10^4 событий. При этом скорость счета детектора LaBr₃(Ce) не должна превышать 10^7 с⁻¹. При большей нагрузке детектора становится заметным вклад неразрешенных совпадений импульсов, которые значительно искажают форму спектра, что приводит к появлению артефактов на восстановленном спектре [85]. Таким образом, в измерениях на токамаке спектров жесткого РИ при скорости счета детектора $\sim 10^7$ с⁻¹ становится достижимым получение энергетического распределения УЭ с временным разрешением 1 мс. Требуемое на ИТЭР временное разрешение 10 мс достижимо при средней скорости счета спектрометра 10^6 с⁻¹.

В реальных измерениях на токамаках обычно приходится иметь дело с низкой статистикой в измеренных HXR спектрах. На рисунке 4.10 показаны примеры спектров, измеренных в одном разряде токамака ФТ-2 с умеренной электронной плотностью $\sim 2 \cdot 10^{13}$ см⁻³ (черные точки), а также восстановленные кодом DeGaSum функции энергетического распределения убегающих электронов (ФЭРУЭ), выходящих на полоидальный лимитер камеры токамака. Неопределенности полученных ФЭРУЭ, показанные на рисунке красными пунктирными линиями, были рассчитаны методом Монте-Карло. Статистика измеренных спектров жесткого РИ в данном случае составила $10^3 \div 5 \cdot 10^3$ событий. На рисунке можно наблюдать эволюцию функции распределения УЭ во время разряда, которая отражает процессы, происходящие в плазме. Так, на 32-34 мс уменьшилось количество УЭ, выходящих на лимитер, но на более поздних временных интервалах они опять появляются. Для оценки точности восстановления ФЭРУЭ был смоделирован HXR спектр со статистикой $2,9 \cdot 10^3$ в области энергий $E_{HXR} > 0,3$ МэВ.

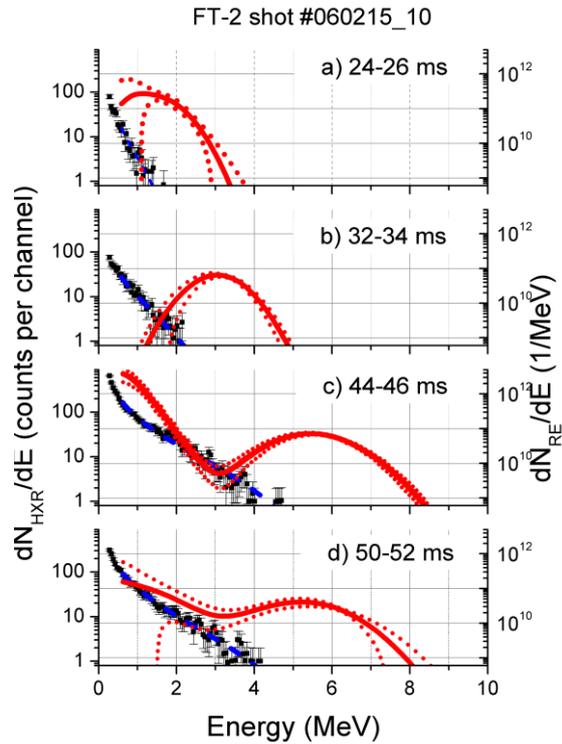


Рисунок 4.10 – Спектры жесткого РИ (черные точки, левые оси), измеренные в различных временных интервалах омического разряда ФТ-2 #06021510 с соответствующими функциями энергетического распределения убегающих электронов (ФЭРУЭ) (красные линии, правые оси). Синие пунктирные линии – свертки полученных распределений электронов с функциями отклика детектора [88]

На рисунке 4.11(a) показан модельный спектр жесткого РИ, соответствующий заданному распределению УЭ, приведенному на рисунке 4.11(b) красной пунктирной линией. Результат деконволюции показан на рисунке 4.11(b) черной линией. Области неопределенностей, полученные методом Монте Карло при обработке кодом DeGsSum спектра, отмечены затемненной областью. На рисунке видно, что восстановленное распределение в достаточной степени совпало в областях низких и высоких энергий. В области средних энергий полученное распределение имеет большую степень неопределенности, что можно объяснить недостаточной статистикой модельного спектра. Тем не менее, результат можно признать удовлетворительным, т. к. максимальная энергия электронов была получена с высокой степенью точности, а форма восстановленного распределения близка к заданной функции.

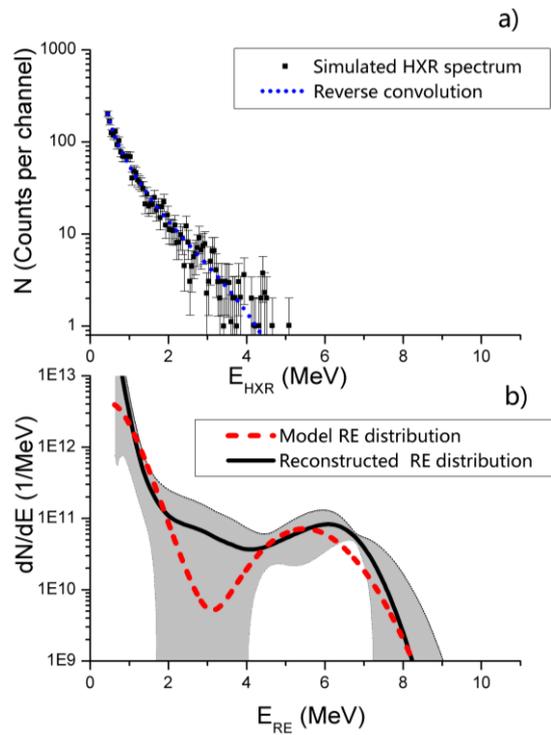


Рисунок 4.11 – Восстановление ФЭРУЭ по модельному спектру HXR с низкой статистикой: (а) Модельный спектр HXR (черные точки) и результаты свертки полученной ФЭРУЭ с функциями отклика детектора; (б) модельная (красная пунктирная линия) и восстановленная (черная линия) функции распределения убегающих электронов [88]

4.4. Определение максимальной энергии убегающих электронов по восстановленной функции энергетического распределения

Рассмотрим более подробно процедуру определения максимальной энергии УЭ (E_{max}) по восстановленной кодом DeGaSum ФЭРУЭ. На рисунке 4.12 показано распределение электронов, полученное после обработки HXR спектра, измеренного на 50–52 мс разряда ФТ-2 № 060215_10. Функция изображена в логарифмическом масштабе, и имеет обширные неопределенности в области низких и высоких энергий, т. к. код DeGaSum предоставляет распределение вероятности существования электронов с данной энергией. Это распределение может быть довольно протяженным в сторону увеличения энергий, но в целом, этот «хвост» вносит ничтожно малый вклад в переносимый ток и обычно не имеет физического смысла. Было предложено ограничить распределение путем отбрасывания пренебрежимо малой его доли ($\leq 10^{-3}$) УЭ в высокоэнергетической области. В низкоэнергетической области устанавливается порог для анализа данных. Это необходимо, т.к. в области низких энергий мы имеем большие ошибки, связанные с процедурой сглаживания при обработке данных. Порог обычно устанавливается в диапазоне $0,3 \div 1$ МэВ

(вертикальная синяя пунктирная линия на рисунке 4.12) и фиксируется при обработке всей серии спектров.

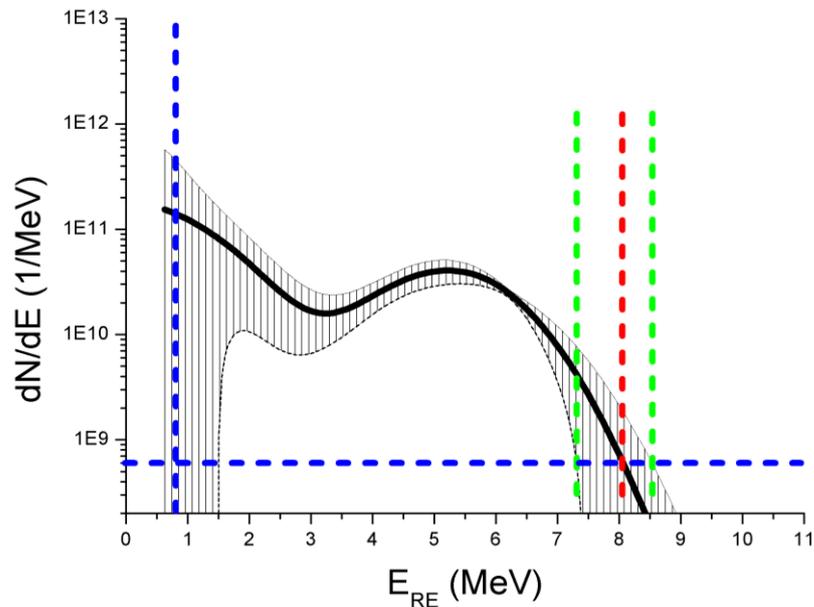


Рисунок 4.12 – Иллюстрация получения E_{max} с ошибками измерений ($\pm \Delta E_{max}$) [12]

Максимальная энергия, определенная путем отбрасывания 10^{-3} части распределения, показана на рисунке 4.12 красной пунктирной линией. Пересечение этой линии с ФЭРУЭ определяет горизонтальную (базовую) линию, пересечение которой с линиями границ неопределенности (вертикальные зеленые пунктирные линии) дает максимальную и минимальную погрешности при определении E_{max} . В данном случае это 8,1 (-0,8 / +0,4) МэВ, что соответствует измерению максимальной энергии с погрешностью -10%/+5%, что удовлетворяет требованию ИТЭР диагностики максимальной энергии УЭ с точностью 20%.

4.5. Тестирование кода DeGaSum в измерениях на токамаке ТУМАН-3М

Разработанная методика была проверена в измерениях жесткого РИ в экспериментах на токамаке ТУМАН-3М. В 2013 году был проведен анализ одновременных измерений НХР спектров детекторами D1 и D2, наблюдающими лимитер камеры токамака под разными углами, как показано на рисунке 3.15. В измерениях использовались два NaI(Tl) гамма-спектрометра $\varnothing 70 \text{ мм} \times 70 \text{ мм}$. Функции отклика детекторов и функции генерации тормозного излучения, вызванного быстрыми электронами при торможении в лимитере, были рассчитаны MCNP кодом для обоих детекторов в энергетическом диапазоне 0,1÷15 МэВ с шагом 0,1 МэВ. Спектры НХР, зарегистрированные детекторами D1 и D2 во время подъема тока плазмы в разряде ТУМАН-3М с низкой плотностью ($2\div 3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$), показаны

черными точками на рисунках 4.13(a) и 4.13(b), соответственно. Результат процедуры деконволюции, примененной к HXR спектру детектора D1, представлен на рисунке 4.13(c) красной линией. Из-за недостаточной статистики в спектре детектора D2 не удалось адекватно провести деконволюцию этого спектра, поэтому для проверки соответствия была использована ФЭРУЭ, полученная при обработке сигнала D1. Результаты обратной свертки полученного электронного распределения (4.13(c)) с функциями отклика детекторов D1 и D2, а также с функциями генерации тормозного излучения показаны на рисунках 4.13(a) и 4.13(b) синими линиями. Полученные функции распределения для обоих детекторов находятся в хорошем согласии друг с другом, что подтверждает надежность примененной методики.

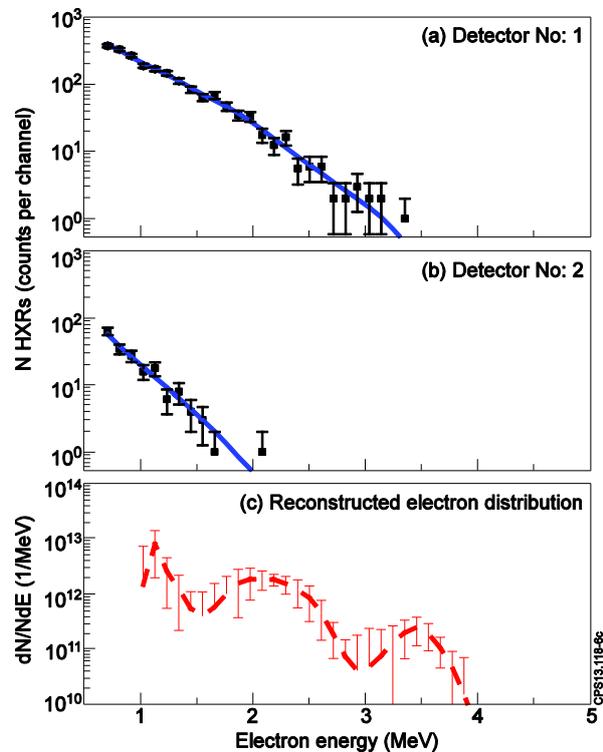


Рисунок 4.13 – Тестирование восстановления ФЭРУЭ в измерениях на токамаке ТУМАН-3М: а) Черные точки – спектр HXR, зарегистрированный во время разряда детектором D1; синяя линия – спектр HXR, соответствующий электронному распределению, показанному на рисунке (c); б) Черные точки – спектр HXR, зарегистрированный детектором D2; синяя линия – спектр HXR, соответствующий электронному распределению, показанному на рисунке (c); в) Энергетическое распределение УЭ, восстановленное по измеренному детектором D1 HXR спектру [87]

Проверка методики была продолжена в измерениях с мультidetекторной системой, описанной в разделе 3.3.2. Чтобы получить примерно одинаковую загрузку детекторов D1 и D2, были использованы свинцовые аттенюаторы разной толщины, установленные перед коллиматорами. Детектор D1 был защищен аттенюатором толщиной 25 мм; D2 – 5 мм.

Результаты восстановления ФЭРУЭ для всех трех детекторов представлены на рисунке 4.14. Спектры НХР, записанные детекторами D1, D2 и D3 на 30-100 мс разряда ТУМАН-3М № 17050310 с низкой плотностью показаны на рисунках 4.14(a), 4.14(c) и 4.14(e) соответственно. На рисунках 4.14(b) и 4.14(d) представлены энергетические распределения электронов, выходящих на лимитер, полученные в ходе обработки НХР спектров, зарегистрированных детекторами D1 и D2, соответственно. На рисунке 4.14(f) показано энергетическое распределение УЭ, прошедших через видимый для детектора D3 объем плазмы. Распределения нормированы на ширину энергетического канала. Восстановленные кодом DeGaSum ФЭРУЭ продемонстрировали хорошее соответствие друг другу в пределах погрешностей. Поскольку спектры НХР измерялись в течение почти всего времени разряда (30-100 мс), полученные распределения включают все стадии развития разряда. Форма распределения отражает не только процесс ускорения электронов, но также пространственное распределение электронного пучка и процессы, влияющие на его удержание. Следует отметить, что детектор D2 с обратным направлением наблюдения пучка УЭ, но защищенный слоем свинца перед коллиматором толщиной 5 мм, показал более высокую чувствительность к присутствию электронов низких энергий ($0,5 < E < 2$ МэВ) по сравнению с детектором D1 со свинцовым фильтром толщиной 25 мм.

TUMAN-3M shot #17050310

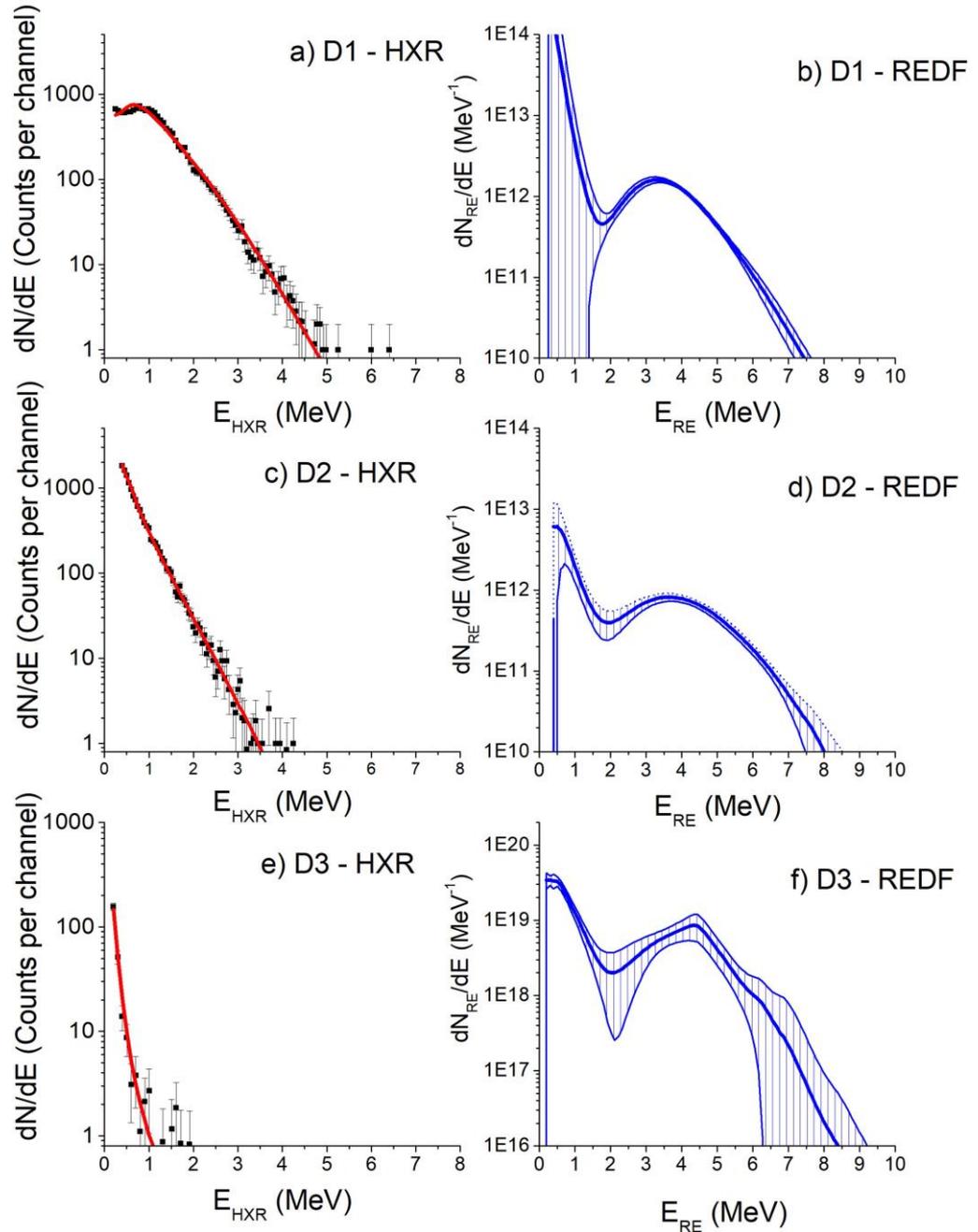


Рисунок 4.14 – Восстановление ФЭРУЭ по спектрам НХР, зарегистрированным одновременно детекторами $LaBr_3(Ce)$ D1 и D2 в течение 30-100 мс разряда ТУМАН-3М # 17050310: а) спектр НХР, измеренный D1; б) ФЭРУЭ, восстановленная по НХР спектру D1; в) спектр НХР, измеренный D2; д) ФЭРУЭ, реконструированная по НХР спектру D2; е) спектр НХР, измеренный D3; ф) энергетическое распределение удерживаемых электронов в видимом для детектора D3 объеме, восстановленное по НХР спектру D3. Красными линиями показаны свертки полученных распределений электронов с функциями отклика детектора. Неопределенности распределений электронов отмечены штрихованными областями [89]

4.6. Выводы к Главе 4

Определение энергетического распределения убегающих электронов является ключевой задачей диагностики плазмы токамака по жесткому рентгеновскому излучению. В ФТИ им А.Ф. Иоффе был разработан код DeGaSum, использующий алгоритмы деконволюции спектров гамма-излучения. Код использует предварительно рассчитанные методом Монте-Карло функции генерации тормозного излучения, вызванного взаимодействием ускоренных электронов с компонентами плазмы или материалами камеры токамака и лимитера, а также функции отклика детектора на моноэнергетическое гамма-излучение. Моделирование производится с помощью кода MCNP в диапазоне, максимальная граница которого определяется максимально возможной энергией электронов, достижимой при непрерывном ускорении на данной установке. MCNP моделирование было проведено для реалистичных геометрий экспериментальных установок и гамма-спектрометров с радиационной защитой на токамаках ФТ-2, ТУМАН-3М и Глобус-М.

Работа кода была протестирована в экспериментах с моделированными сигналами и измерениях на токамаке ТУМАН-3М. Эксперименты показали, что для восстановления распределений с требуемой точностью (по E_{max}) требуется статистика в измеренном спектре не менее 10^4 событий. Для удовлетворения требований ИТЭР к временному разрешению диагностики убегающих электронов 10 мс, необходима средняя скорость счета 10^6 с⁻¹ при достижимой загрузке спектрометра LaBr₃(Ce) 10^7 с⁻¹.

Глава 5. Применение методов гамма-спектроскопии для диагностики убегающих электронов в компактных токамаках ФТИ им. А.Ф. Иоффе

5.1. Наблюдения влияния магнитогидродинамической активности на удержание убегающих электронов

Применение методики оцифровки сигнала гамма-детектора с использованием аналого-цифровых преобразователей (АЦП) с высокой частотой дискретизации позволило наблюдать модуляцию пучка убегающих электронов (УЭ) во время вспышек магнитогидродинамической (МГД) активности на различных токамаках ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Впервые в ФТИ эта методика была применена в серии экспериментов [82,98,99] по изучению убегающих электронов на токамаке Глобус-М в режиме омического нагрева (ОН) в широком диапазоне изменения параметров. Измерения жесткого рентгеновского излучения были проведены при помощи установки, состоящей из двух сцинтилляционных детекторов NaI(Tl), сигнал с которых обрабатывался быстрыми АЦП (см. Главу 3, п.3.2.1). Ток плазмы менялся от 100 кА до 250 кА, плотность плазмы изменялась в диапазоне $(0,5-5) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, а магнитное поле на оси плазмы менялось от 0,29 Тл до 0,45 Тл. Анализ полученных результатов проводился с привлечением информации, полученной с датчиков МГД активности, детекторов мягкого рентгеновского излучения (РИ) и потокового детектора жесткого рентгеновского излучения.

Применение быстрых АЦП позволило зарегистрировать в течение плато разрядного тока на фоне непрерывного жесткого РИ последовательность вспышек с периодом 70-1500 мкс, а использование одновременно двух спектрометров, наблюдавших различные участки камеры токамака Глобус-М, дало возможность наблюдать наличие или отсутствие фазовых сдвигов между вспышками. При этом оказалось, что вспышки жесткого РИ с периодом повторения в диапазоне 70–300 мкс синхронны с сильно развитыми МГД колебаниями, регистрируемыми зондами Мирнова, в то время как вспышки с периодом 400-1500 мкс коррелируют с пилообразными колебаниями сигнала мягкого рентгеновского излучения из центральной зоны шнура.

5.1.1. Вспышки магнитогидродинамической активности малой периодичности (70-300 мкс)

В разрядах Глобус-М с сильно развитыми МГД колебаниями на стадии плато тока период вспышек сигналов жесткого РИ в точности совпадал с периодом МГД колебаний

[82]. На рисунке 5.1 показаны осциллограммы колебаний, регистрируемых зондами Мирнова МГД-1 и МГД-2, и сигналы с двух детекторов жесткого РИ (разряд № 5660, $I_p = 95$ кА, $n_e = 1,3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$; расположение зондов и детекторов см. рис. 3.6). При этом фазовый сдвиг сигналов двух зондов, разнесенных на угол 115° по тороидальному обходу, соответствует моде $m/n=2/1$. Сдвиг фаз сигналов с детекторов жесткого РИ также соответствует моде $m/n=2/1$ при взаимном расположении диафрагм, на которые направлены эти детекторы, 135° по тороидальному обходу. Отсюда можно сделать вывод, что периодичность вспышек жесткого рентгеновского излучения обусловлена, в данном случае, модуляцией потока убегающих электронов на диафрагмы вращающимися островами сильно развитой моды $m/n=2/1$.

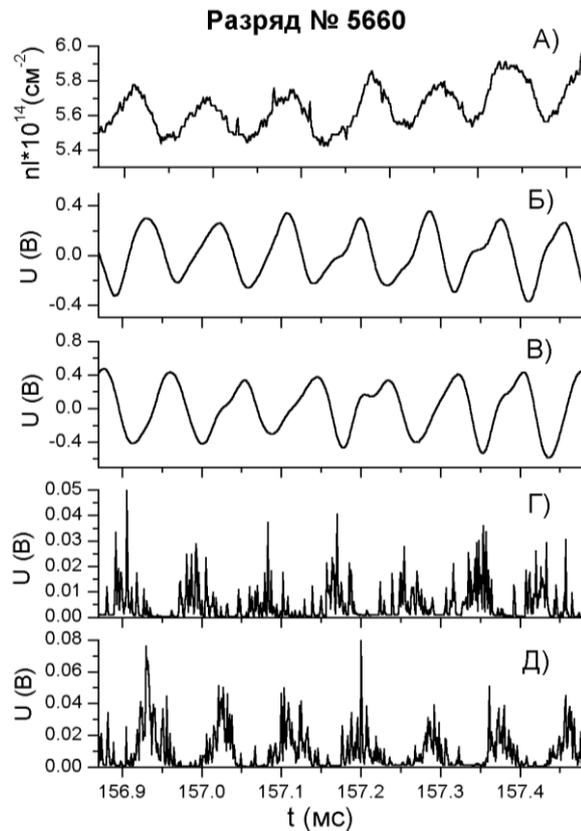


Рисунок 5.1 - Временные эволюции сигналов разряда № 5660 [82]: А) Интегральная плотность по вертикальной хорде $R = 42$ см; Б) сигнал зонда Мирнова №1; В) сигнал зонда Мирнова №2; Г) сигнал детектора жесткого РИ № 1; Д) сигнал детектора жесткого РИ №2. Период всплесков интенсивности жесткого рентгеновского излучения 85 мкс.

Похожая модуляция пучка убегающих электронов вращающимся островом также наблюдалась в экспериментах на токамаке ТУМАН-3М, нацеленных на исследование влияния всплесков МГД активности низкой частоты на удержание плазмы в режиме омической Н-моды [100]. Измерения проводились при типичном сценарии ТУМАН-3М ($R = 53$ см, $a = 25$ см, $B_T = 0.6$ Тл, $I_p = 117$ кА) с переходом в омическую Н-моду, вызванным

импульсом газонапуска. Переход характеризуется увеличением плазменной плотности, сопровождающимся уменьшением интенсивности излучения линии $D\alpha$. Сразу после перехода в H-моду наблюдалась кратковременная вспышка МГД активности, которая была, вероятно, вызвана изменениями профиля плазменного тока из-за импульса газонапуска. Возбуждение МГД вспышки приводило к кратковременному ухудшению удержания плазмы. Это проявлялось в уменьшении скорости роста плазменной плотности и в увеличении излучения $D\alpha$. МГД вспышка сопровождалась выравниванием профиля на периферии плотности плазмы с одновременным увеличением градиента плотности в центральной области. Анализ сигналов микроволнового интерферометра и сигналов системы магнитных зондов показал, что доминирующей МГД модой была мода $m/n=2/1$, с некоторой примесью высших гармоник $m/n=4/2$ и $m/n=3/1$. Было обнаружено, что магнитный остров $m/n=2/1$ обычно развивался около резонансной поверхности с $r_s=17$ см и имел ширину приблизительно 3-4 см.

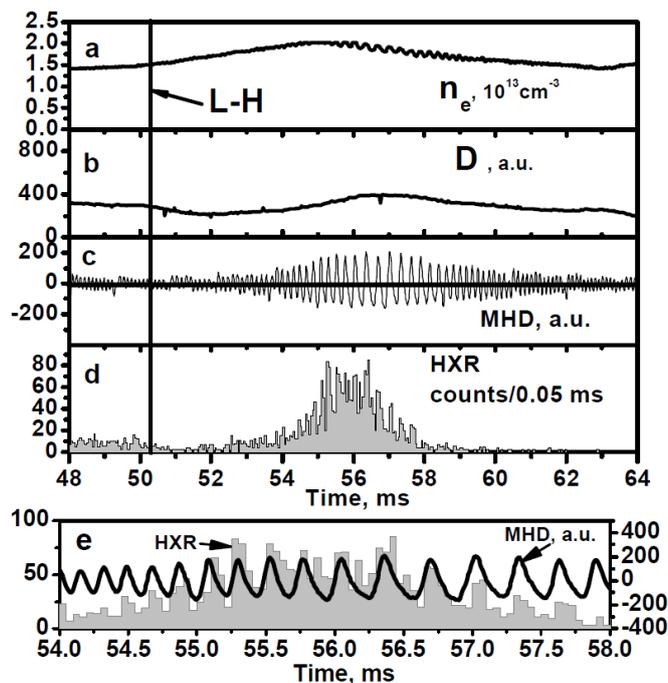


Рисунок 5.2 - Временные эволюции сигналов: (а) – линейная усредненная плотность плазмы, (b) – интенсивность излучения, (c) – сигнал магнитного зонда, (d) и (e) – интенсивность жесткого РИ с временем интегрирования 0,05 мс [100]

Для изучения причин ухудшения удержания плазмы были проведены измерения жесткого РИ при интенсивном всплеске МГД активности. В измерениях использовался гамма-спектрометр на основе кристалла NaI(Tl) $\text{Ø}70 \text{ мм} \times 70 \text{ мм}$, защищенный свинцовыми блоками от рассеянного излучения и имеющий коллиматор, направленный на лимитер камеры токамака. Сигнал детектора оцифровывался с частотой дискретизации 15 МГц с последующим построением амплитудных спектров и временной зависимости жесткого

рентгеновского излучения. Временное поведение интенсивности жесткого РИ (количество отсчетов за 0,05 мс) показано на рисунке 5.2. Наблюдалось, что интенсивность жесткого РИ резко возрастает при развитии МГД-активности. Кроме того, на рисунке показана корреляция между количеством вспышек жесткого РИ и сигналом магнитного зонда. Все это свидетельствует о потере быстрых электронов из-за возмущения магнитных поверхностей, вызванных вращающимся островом. Был сделан вывод, что это возмущение вместе с генерированием положительного радиального электрического поля вблизи места расположения транспортного барьера Н-моды является, вероятно, основной причиной наблюдаемого кратковременного ухудшения удержания плазмы в режиме омической Н-моды.

5.1.2. Спектрометрические измерения жесткого рентгеновского излучения во время пилообразных колебаний

В разрядах с развитыми пилообразными колебаниями на токамаке Глобус-М было обнаружено, что вспышки жесткого РИ с относительно большим периодом (выше 350 мкс) совпадали по фазе на сигналах обоих детекторов и хорошо коррелировали с фазой перезамыкания магнитных линий [82]. На рисунке 5.3 (разряд № 6557, $I_p = 190$ кА, $n_e = 4 \cdot 10^{19}$ м⁻³) сигналы с зондов Мирнова демонстрируют слабую МГД активность во внешних областях плазмы. При этом на сигнале интегральной плотности по центральной хорде и сигнале детектора мягкого РИ видны отчетливые пилообразные колебания с периодом $1 \div 1,1$ мс. Сильные вспышки жесткого РИ, обычно превышающие фоновый уровень в $10 \div 100$ раз, сопровождают каждую фазу перезамыкания (срыва – “crash”). По-видимому, они связаны с выбросами части пучка ускоренных электронов из области $q \leq 1$ на периферию при перезамыкании магнитных силовых линий. Синфазность сигналов с обоих детекторов соответствует моде $m/n=0/0$.

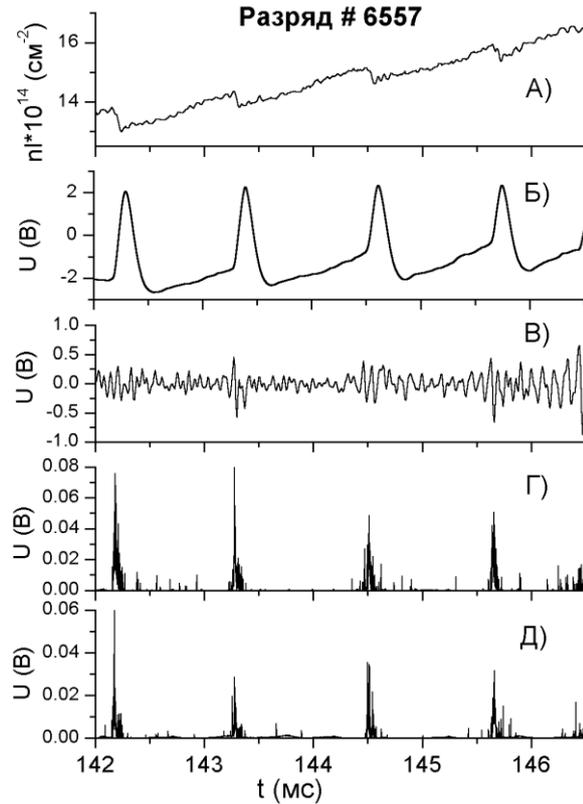


Рисунок 5.3 - Временные эволюции сигналов разряда Глобус-М № 6557 [82]: А) интегральная плотность по вертикальной хорде $R = 42$ см; Б) детектор мягкого РИ; В) зонд Мирнова №1; Г) детектор жесткого РИ № 1; Д) детектор жесткого РИ № 2. Период всплесков жесткого рентгеновского излучения около 1100 мкс.

Анализ сигнала детектора позволил изучить энергетические распределения быстрых электронов, выходящих из плазмы во время пилообразных колебаний. На рисунке 5.4(а) показана временная зависимость загрузки детектора во время развития пилообразных колебаний [20]. Во время обработки сигнала были отделены события, соответствующие выходу электронов в фазе срыва, от жесткого рентгеновского излучения между срывами. Максимальная энергия жесткого РИ между вспышками срывами составляет $\sim 2,5$ МэВ (рис.5.4(с)). Соответствующая максимальная энергия электронов, полученная методом аппроксимации спектра жесткого РИ, примерно равна 3,2 МэВ. С другой стороны, максимальная энергия жесткого РИ, зарегистрированного во время вспышек (срывов), составляет $\sim 4,3$ МэВ (рис.5.4(б)). Это значение соответствует нижней границе оценки максимальной энергии электронов, выходящих из плазмы.

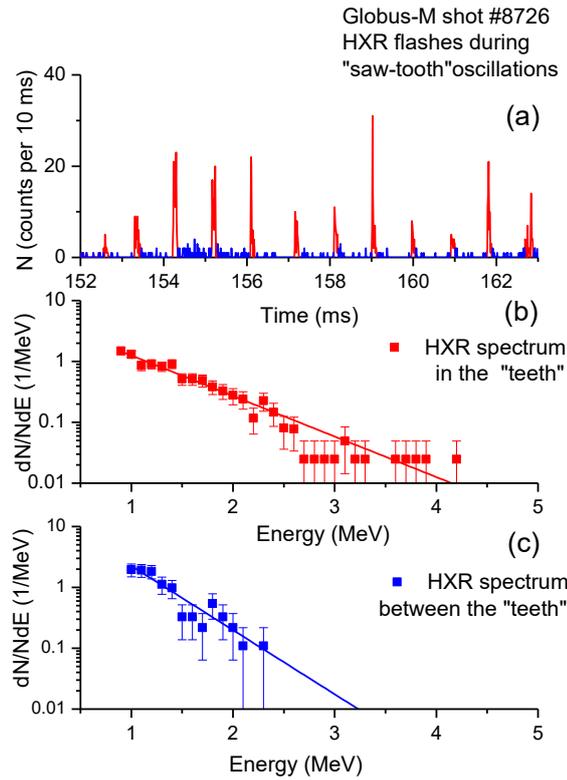


Рисунок 5.4 – Сигналы гамма-спектрометра во время пилообразных колебаний в разряде Глобус-М №8726: (а) Зависимость скорости счета спектрометра NaI (Тl) от времени во время пилообразных колебаний, зарегистрированных в разряде Глобус-М №8726 [5]. Спектры жесткого РИ, зарегистрированные во время пилообразных колебаний в разряде Глобус-М: (b) между вспышками (срывами); (c) только во время вспышек (срывов)

Изучение энергетического распределения убегających электронов, выходящих из плазмы во время пилообразных колебаний, было продолжено на токамаке ТУМАН-3М в серии экспериментов с омическим нагревом плазмы со средней электронной плотностью ($2\text{-}3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$) [89]. В этих измерениях были использованы два детектора $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ с коротким временем (постоянная высвечивания $\sim 16 \text{ нс}$) сцинтилляции, что позволило проанализировать спектры жесткого РИ, зарегистрированные при высокой загрузке детектора, которая возникает во время пилообразных колебаний. На рисунке 5.5(а) показана эволюция скорости счета детектора D2, который регистрировал сигнал жесткого РИ, возникающего в лимитере под действием убегających электронов и распространявшегося в направлении, обратном направлению движения УЭ. Сигнал записывался в интервале времени 55-64 мс разряда ТУМАНа-3М №17050308. Сигнал интенсивности мягкого РИ в этом временном интервале представлен на рисунке 5.5(б).

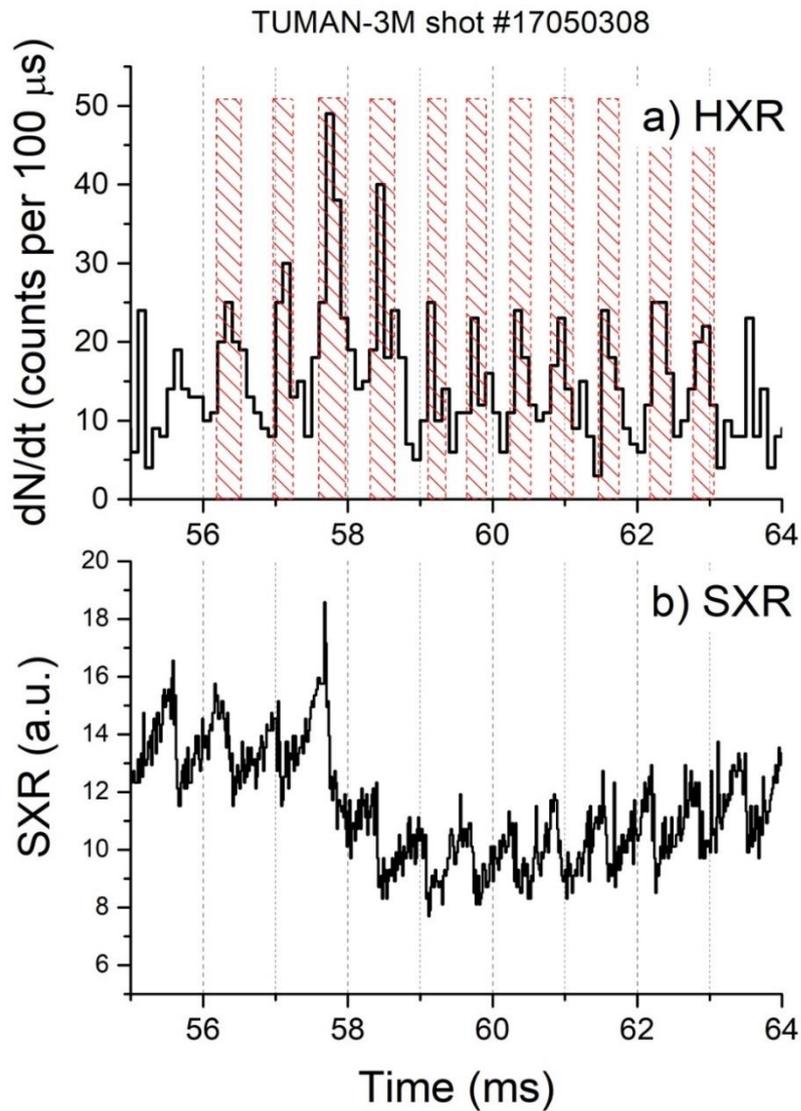


Рисунок 5.5 - Сигналы жесткого РИ и мягкого РИ во время пилообразных колебаний в разряде на токамаке ТУМАН-3М #17050308 [89]: а) временная зависимость скорости счета детектора D2; б) сигнал интенсивности мягкого РИ

На рисунке 5.6(а) представлен спектр жесткого РИ, излучаемого из лимитера во время срывов «пилы»; рисунок 5.6(с) соответствует излучению жесткого РИ между срывами «пилы». Временные интервалы, интегрированные для получения спектров жесткого РИ, соответствующие пилообразным всплескам, отмечены на рисунке 5.5(а) красными заштрихованными областями. На рисунках 5.6(б) и 5.6(д) показаны энергетические распределения УЭ, соответствующие спектрам жесткого РИ, которые были обработаны кодом DeGaSum. Максимальная скорость счета детектора во время всплесков составляла $3 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$, что не является предельно высоким значением для детектора $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и не приводит к значительным искажениям спектра из-за эффекта наложения импульсов. Максимальная энергия электронов в срывах составляла 5,4 МэВ (+ 0,3/-0,4 МэВ), а между срывами «пилы» 3,9 МэВ (+0,2 / -0,3 МэВ).

TUMAN-3M shot #17050308, 56-63 ms

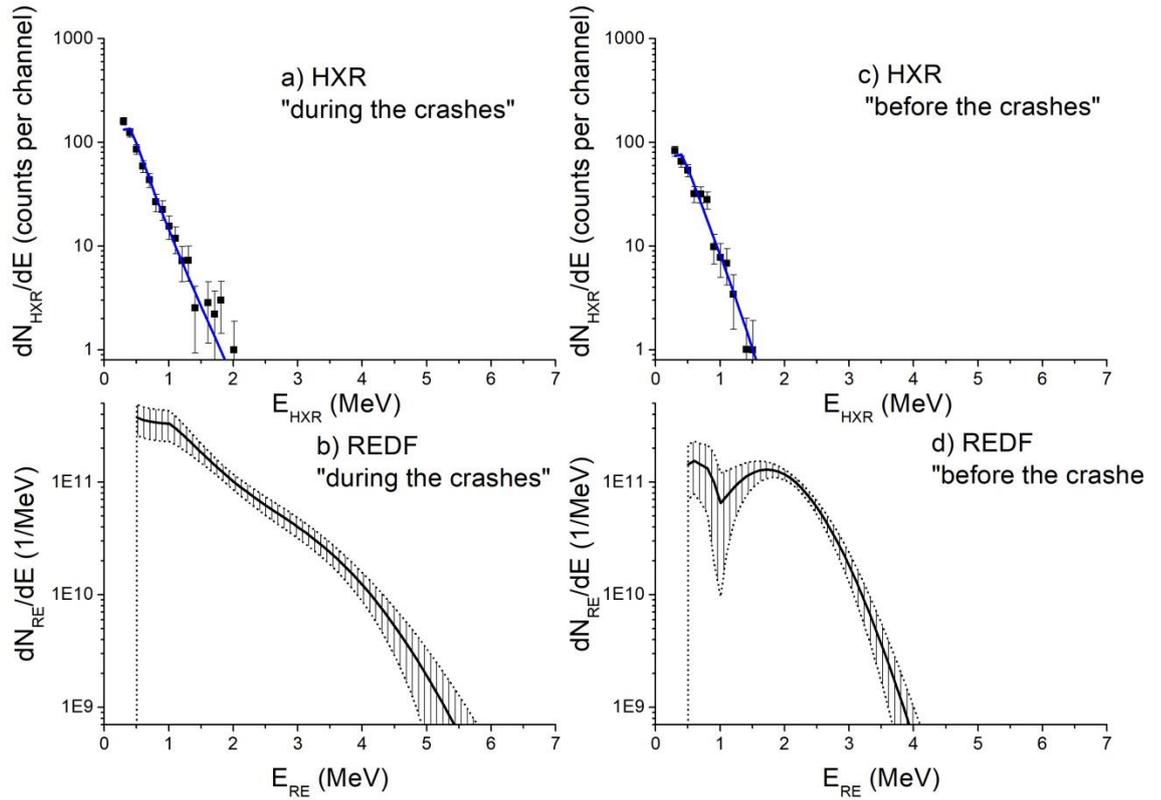


Рисунок 5.6 - Реконструкция энергетических распределений электронов, вышедших на лимитер во время пилообразных колебаний: а) спектр HXR (жесткого РИ), записанный во время пилообразных вспышек; б) восстановленная ФЭРУЭ для электронов, вышедших во время срывов «пилы»; с) спектр HXR, записанный между срывами «пилы»; д) восстановленная ФЭРУЭ для электронов, вышедших на лимитер между срывами «пилы» [89]

Анализ сигналов детекторов D1 и D2 во время пилообразной активности проводился для разрядов № 17050305, № 17050308 и № 17050310 [89]. Максимальные энергии электронов, выходящих на лимитер во время срывов «пилы» и между ними в этих разрядах, приведены в таблице 2. Детектор D1, коллиматор которого направлен навстречу движению электронов, предоставляет лучшую статистику в высокоэнергетической области спектра жесткого РИ. Как следствие, он обеспечивает измерения максимальной энергии с меньшими ошибками. Для разряда № 17050305 анализ проводился в течение двух временных интервалов: 57-64 мс и 71-84 мс. Во втором случае разница в максимальной энергии «во время срывов» / «между срывами» превышала 1 МэВ, но ошибки определения E_{RE}^{max} также были довольно высокими из-за низкой статистики. В целом измерения показали превышение максимальной энергии «во время срывов» на 0,13-1,45 МэВ с разными уровнями ошибок.

Таблица 5.1. Максимальные энергии убегающих электронов, выходящих из плазмы ТУМАН-3М во время пилообразных колебаний [89]

Разряд No.	Временной интервал, ms	ДетекторNo.	E_{RE}^{max} +/- errors, MeV	
			Во время срыва	Между срывами «пилы»
#17050305	57-64	D1	5.46 +0.18/-0.28	4.9 +0.34/-0.37
		D2	5.58 +0.78/-1.12	5.45 +0.58/-0.9
	71-84	D1	8.12 +0.44/-0.64	7.01 +0.38/-0.72
		D2	8.96 +0.75/-1.4	7.51 +0.72/-1.2
#17050308	56-64	D1	5.22 +0.16/-0.27	4.61 +0.15/-0.26
		D2	5.39 +0.31/-0.42	3.94 +0.22/-0.33
#17050310	56-64	D1	5.44 +0.23/-0.17	4.81 +0.38/-0.35
		D2	5.18 +0.19/-0.24	4.86 +0.23/-0.33

Наблюдаемое явление можно объяснить одним из двух факторов, описанных ниже, или их комбинацией. Во-первых, как отмечалось в [101], перестройка радиального распределения плотности плазменного тока во время срыва приводит к генерации электрического поля вблизи резонансной поверхности $q = 1$. Продольное электрическое поле, индуцированное резким изменением профиля тока и, соответственно, dL/dt , обеспечивает дополнительное ускорение электронов. В работе [101] было показано, что индуцированное электрическое поле при неустойчивости срыва может достигать ~ 10 В/м. Оценки показывают, что в токамаке ТУМАНе-3М продольное электрическое поле в фазе срыва пилообразных колебаний может составлять до 12 В/м. Однако для увеличения энергии электронов на 1-1,5 МэВ при типичном времени перезамыкания ~ 75 мкс в ТУМАНе-3М электрическое поле должно быть порядка 50-70 В/м. Поэтому наиболее вероятным является второй сценарий, отмеченный в [101], основанный на высокой аномальной диффузии ускоренных электронов из области плазмы $q = 1$ во время пилообразных релаксаций. Действительно, в начале разряда, на фазе линейного нарастания тока существуют условия для генерации УЭ. Такие электроны, выходящие на лимитер из центра плазмы во время пилообразных колебаний, имеют более длительные времена ускорения и удержания, чем электроны, возникающие в периферийных областях в фазе плато тока и выходящие из плазмы между срывами. Таким образом, электроны, рожденные в начале разряда, выходят из плазмы во время пилообразных релаксаций с более высокой энергией. В то время как между срывами детекторы регистрируют РИ электронов, возникающих на периферии плазмы с коротким временем удержания, обуславливающим меньшую максимальную энергию. Кроме того, вполне вероятна комбинация двух процессов, когда убегающие

электроны, находящиеся вблизи поверхности $q = 1$, получают дополнительно 0,1-0,2 МэВ в индуцированном электрическом поле во время пилообразного срыва и покидают плазму из-за быстрой радиально диффузии с поверхности $q = 1$.

В эксперименте на токамаке ФТ-2 с нижнегибридной генерацией тока (НГГТ) также наблюдались выбросы электронов на лимитер во время развития неустойчивости срыва, вызванной импульсом НГГТ [88]. Как показано на рисунке 5.7, во время ВЧ импульса в разряде #071916_13 вспышки излучений с частотой 10 ГГц, похожие на пилообразные колебания, коррелируют с пиками сигнала датчика Мирнова. Было обнаружено, что эти вспышки также коррелируют со вспышками сигнала монитора жесткого РИ и сигналом спектрометра LaBr₃(Ce) (см. Рисунок 5.8). Типичные вспышки отражают ту же периодичность коллективных процессов, что и данные, представленные на рисунке 5.7, которые использовались для изучения развития неустойчивости.

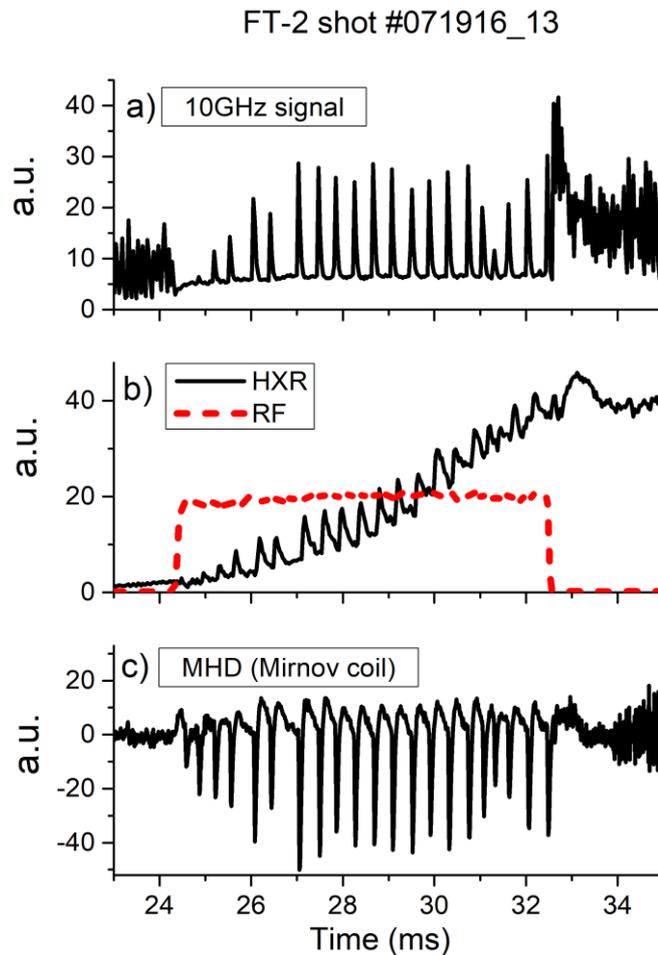


Рисунок 5.7 - Сигналы разряда ФТ-2 №071916_13 [88]: а) сигнал микроволнового радиометра 10 ГГц; б) монитор жесткого РИ (черная линия) и ВЧ-импульс НГГТ (красная пунктирная линия); в) сигнал датчика Мирнова

Использование спектрометра $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ позволило изучить плазменные процессы с чрезвычайно коротким временным разрешением. Временная диаграмма скорости счета детектора во время разряда #060116_21 с НГТТ представлена на рисунке 5.8(а) с временным шагом 10 мкс. Анализ распределения энергии УЭ, вышедших на лимитер во время колебаний, показал, что максимальная энергия УЭ во вспышках (рис. 5.8(б), красная линия) превышает максимальную энергию УЭ между вспышками приблизительно на 0,4 МэВ (1,25 (-0,15 / +0,4) МэВ против 1,65 (-0,2 / +0,2) МэВ, рис. 5.8(с), красная линия). Это можно объяснить значительным увеличением диффузии электронов во время пиков, что приводит к выходу УЭ из плазменного ядра, тогда как электроны, генерируемые на более ранних стадиях разряда, могут удерживаться в плазме.

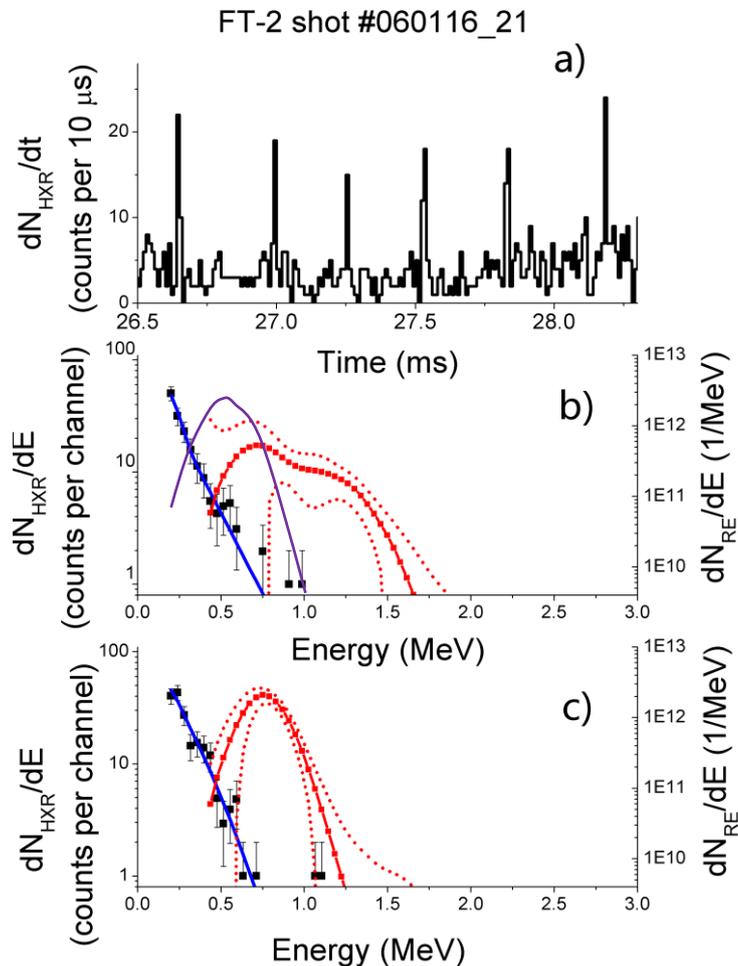


Рисунок 5.8 - Результаты измерения интенсивности жесткого РИ, полученные в течение 26,5–28,5 мс разряда ФТ-2 №060116_21 и расчеты спектров убегающих электронов: а) временная диаграмма скорости счета детектора $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$; б) спектр жесткого РИ, записанный во время вспышек (черные точки, левая ось), восстановленный спектр УЭ (красная линия, правая ось) и результат свертки спектра УЭ с функцией отклика детектора (синяя штриховая линия, левая ось); в) спектр

жесткого РИ, записанный между вспышками (черные точки, левая ось), восстановленный спектр УЭ (красная линия, правая ось) и результат свертки спектра УЭ с функцией отклика детектора (синяя линия, левая ось). Неопределенности полученных ФЭРУЭ представлены на рисунках (b) и (c) красными пунктирными линиями.

5.2. Изучение генерации и поведения убегающих электронов в экспериментах по увлечению тока с помощью нижнегибридных волн

5.2.1. Эксперименты по подъему и поддержанию плазменного тока в сферическом токамаке Глобус-М с помощью волн нижнегибридного диапазона

Диагностика УЭ методами спектрометрии жесткого РИ (гамма-спектрометрии) использовалась в экспериментах по подъему и поддержанию тороидального тока в сферическом токамаке Глобус-М с помощью волн нижнегибридного диапазона частот без приложения индукционного вихревого электрического поля [102].

В экспериментах по высокочастотному созданию плазмы и подъему тока использовался высокочастотный (ВЧ) генератор магнетронного типа с рабочей частотой 900 МГц, выходной мощностью до 100 кВт при длительности импульса до 100 мс. Ввод ВЧ-мощности осуществлялся посредством специально разработанных антенн типа "гребенка", имитирующих работу многоволноводных гриллов [103, 104]. Обе антенны устанавливаются в патрубки установки перпендикулярно экваториальной плоскости со стороны слабого магнитного поля. Одна из них представляет собой набор горизонтальных пластин равного размера, соединенных поочередно с токоведущей или с заземленной шиной. В соседних зазорах между пластинами ВЧ электрическое поле имеет противоположное направление (в противофазе) и направлено в полоидальном направлении токамака. Такая система должна генерировать в плазме, в основном, полоидально замедленные волны – полоидально замедляющая антенна (ПЗА). Величина преимущественного замедления определяется расстоянием между пластинами. Другая антенна (ТЗА, тороидально замедляющая антенна) состояла из вертикальных пластин. ВЧ электрические поля между ними находятся также в противофазе, но параллельны тороидальному магнитному полю.

В работе использовался импульсный напуск газа (водород, дейтерий) в различных комбинациях по длительности и интенсивности, с его помощью создавалось начальное давление порядка 10^{-5} Торр. Штатное тороидальное магнитное поле ($B_t(0) = 0.4$ Тл на оси камеры) и небольшое вертикальное поле $B_v \sim 2.0-2.5$ мТл включались до начала ВЧ-им-

пульса. Величина вертикального поля на стадии пробоя подбиралась так, чтобы получить максимальную скорость нарастания тока на начальном участке. Эволюция различных параметров разряда в течение ВЧ-импульса при работе с ПЗА: подводимая ВЧ-мощность, генерируемый ток, непоглощенная в плазме ВЧ-мощность, усредненная по хорде плотность, значение вертикального магнитного поля, свечение линии D_α, интегральный поток жесткого рентгеновского излучения (РИ), сигнал радиометра на частоте 17 ГГц приведены на рис. 5.9. Здесь и далее отсчет времени приводится по внутреннему таймеру установки.

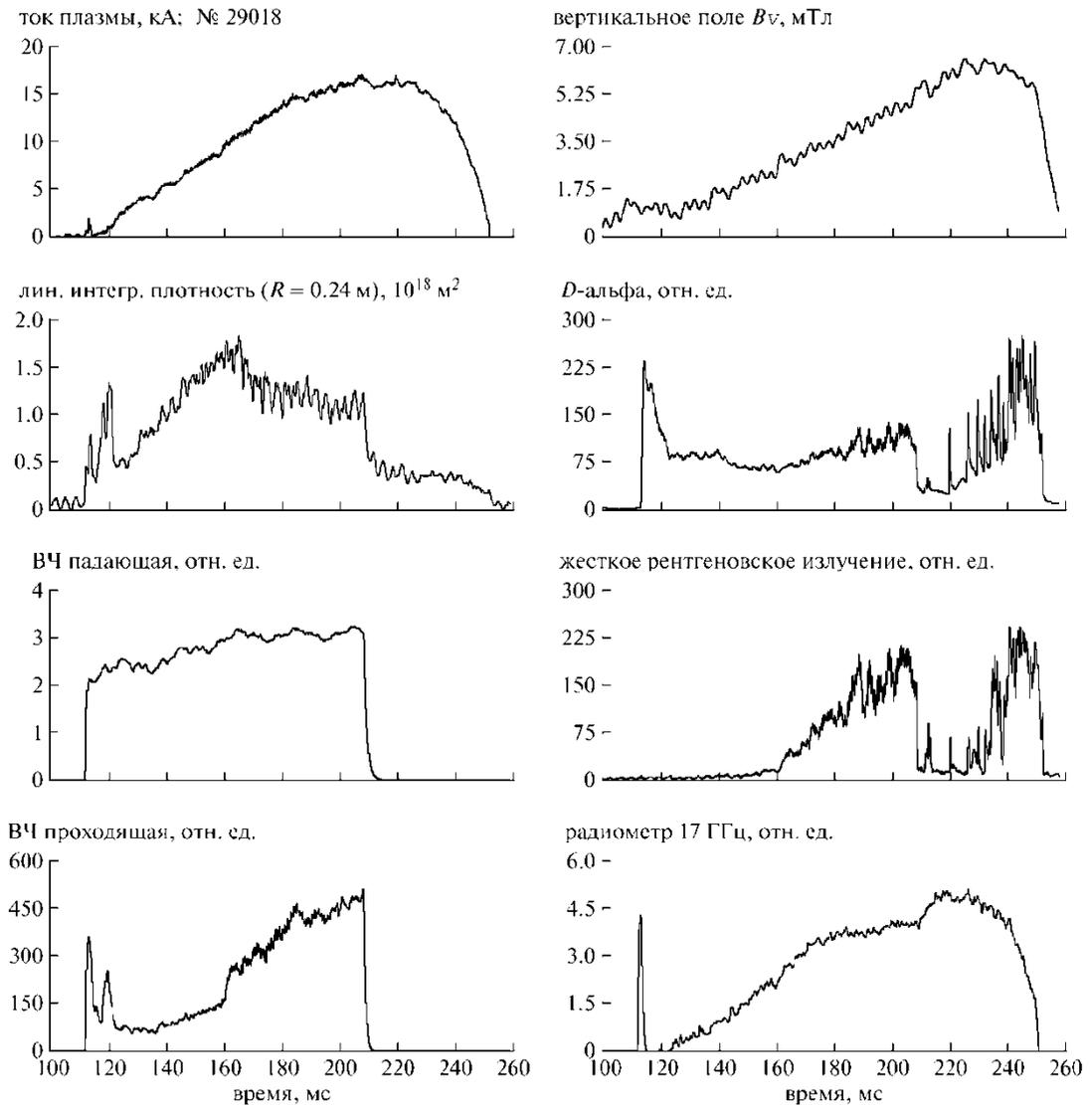


Рисунок 5.9 - Пример эволюции основных параметров разряда в эксперименте по нижнегибридной генерации тока на токамаке Глобус-М [102]

Анализ поведения параметров разряда позволяет выделить три стадии в его развитии. В начале, при включении ВЧ-импульса на 112 мс, за время 3-4 мс (начальный пик

на свечении линии D α) происходит ионизация газа вблизи антенны, и образующаяся плазма заполняет объем тороидальной камеры, растекаясь вдоль магнитного поля. Затем, через 3-5 мс после формирования плазмы, появляется тороидальный ток, нарастающий со скоростью 450-500 кА/с до величины 4-5 кА, что сопоставимо с традиционными экспериментами по генерации тока в токамаках с помощью НГ-волн. Направление возбуждаемого тока зависит от направления вертикального магнитного поля.

На следующей стадии разряда для увеличения тока по плазме требуется увеличивать вертикальное поле. При этом скорость нарастания тока оказывается примерно пропорциональной величине вертикального поля, но слишком быстрое его наращивание приводит к срыву разряда. После достижения некоторого значения (12—15 кА) скорость нарастания тока уменьшается, вплоть до насыщения, когда плазменный ток перестает зависеть от величины вертикального поля. Генерируемый ток имеет примерно одинаковую величину при равных, но противоположно направленных значениях V_v , что подтверждает ожидаемую симметрию в возбуждении волн по и против V_v . Имеется и четвертая фаза: длительный (более 10 мс) распад полученной токовой плазмы после окончания ВЧ-импульса при сохранении внешних магнитных полей. В лучших разрядах генерируемый ток оказывался ограниченным величиной 15-17 кА, при этом концентрация плазмы составляла величину порядка $(1-2) \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$, а температура электронов не превышала 15 - 20 эВ по данным интерферометра и диагностики томсоновского рассеяния. Попытки увеличить концентрацию плазмы с помощью газонапуска приводили к затуханию плазменного тока.

Наращение тока сопровождалось появлением и ростом микроволнового синхротронного и жесткого рентгеновского излучений, что свидетельствует об образовании и существовании в плазме группы высокоэнергичных электронов. Синхротронное излучение регистрировалось в широкой полосе частот 12-36 ГГц и появлялось с небольшой задержкой после начала тока. Радиационная температура этого излучения оценивается в несколько кэВ. Жесткое рентгеновское излучение анализировалось посредством спектрометра с лучом зрения, направленным вдоль большого радиуса R в интервале энергий от 0,2 МэВ и выше. Следует отметить, что сигнал рентгеновского излучения существенно запаздывает по отношению к началу синхротронного. Усредненный по девяти разрядам поток жесткого рентгеновского излучения показан на рис. 5.10, его энергетический спектр простирается до $E_{max} < 0,9 \text{ МэВ}$ (Рис. 5.11). Можно считать, что максимальная энергия ускоренных электронов имеет этот же предел. На рис. 5.12 представлена зависимость E_{max} от времени: видно, что к началу

регистрации НХР (через 30 мс от начала ВЧ-импульса) группа электронов успела набрать энергию E_{max} до 550 кэВ. Вероятно, ускорение электронов начиналось раньше, а начальная задержка в рентгеновском сигнале связана с их хорошим удержанием в камере. При сохранении оптимальных удерживающих магнитных полей электронный пучок и, соответственно, ток в плазме продолжал существовать достаточно долго после окончания ВЧ-импульса, как видно из рис. 5.9. Возможно, что основной ток переносится этими электронами, а их образование и удержание определяет наблюдаемые явления.

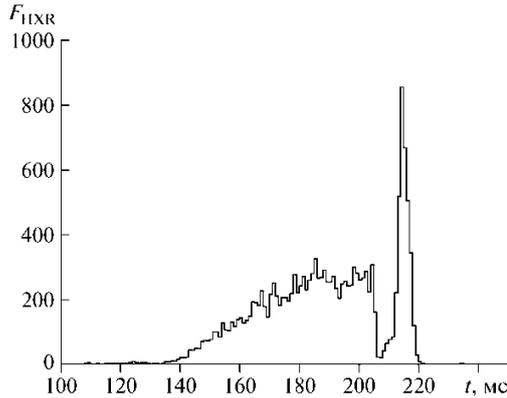


Рисунок 5.10 – Эволюция скорости счета детектора (отсчетов за 1 мс) в течение разряда, усреднение по девяти разрядам (№№ 28161—28169) [102]

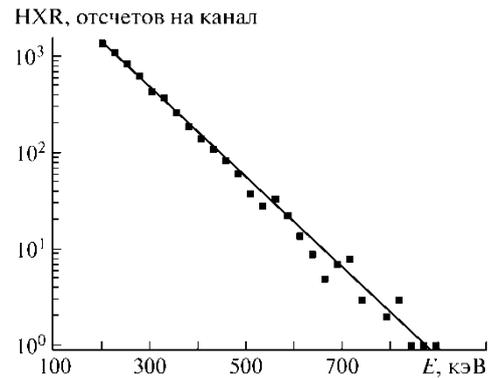


Рисунок 5.11 - Энергетический спектр рентгеновского излучения для $t = 180 - 190$ мс [102]

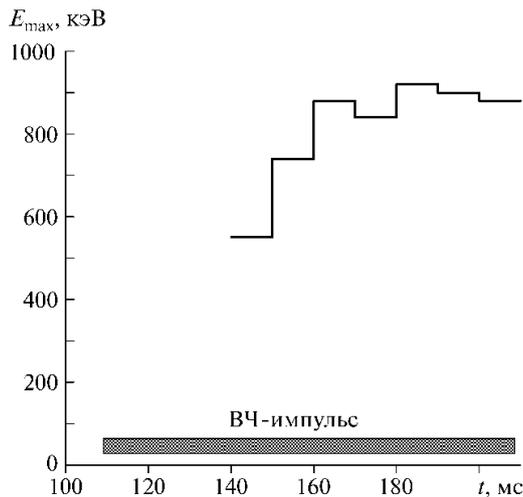


Рисунок 5.12 - Зависимость E_{max} от времени, усреднение за $\Delta t = 10$ мс [102]

Отметим, что начальный ток появлялся при стационарном V_v , т. е. в отсутствие индукционного электрического поля $E_z = -d\Phi_v/dt$. Имелась возможность поддерживать V_v

неизменным во время всего ВЧ-импульса. Плазменный ток генерировался и в этом случае, но меньшей величины (<5 кА) и оставался постоянным во времени. Часто в этом режиме ток имел вид повторяющихся вспышек. При этом вертикальное поле немного возрастало в результате включения корректирующего поля системы управления с обратной связью, как реакция на появление тока. Следует отметить, что в этом случае рентгеновское излучение менее интенсивно и $E_{\max} < 400$ кэВ. По разным оценкам величина эдс индукции, связанная с программируемым увеличением вертикального магнитного потока, не превышает $0,1$ В, в то время как для поддержания тока в 10 кА в такой плазме, исходя из проводимости при эффективном заряде ионов 1 , необходимо иметь напряжение обхода не менее $0,3$ В. Таким образом, трудно объяснить старт и поддержание наблюдаемого тока за счет индукционных эффектов.

Для объяснения наблюдаемых явлений возможно привлечь две гипотезы (или их комбинацию): 1) чисто волновую, 2) антенные эффекты. При этом какие-либо циклотронные резонансы не играют заметной роли, так как уменьшение величины тороидального поля в два раза не изменяет эффекты, связанные с генерацией тока.

Вероятнее всего выполняется гибридный сценарий: из двух групп электронов, ускоренных на поверхности антенны (по и против тороидального поля) до энергий в несколько сотен электрон-вольт, V_{ν} сохраняет только одну, смещая ее в глубь камеры, а другая погибает на внешней стенке. Далее сохранившиеся электроны могут взаимодействовать даже со слабо замедленными волнами по механизму Ландау, продолжить набор энергии до высоких значений и переносить ток. На скорость нарастания тока в начале импульса, так же, как и на его поддержание после выключения ВЧ-накачки, может влиять небольшая противо-эдс, пропорциональная dI/dt . Наблюдаемое ограничение величины генерируемого тока может быть связано с некоторым нагревом плазмы и с недостаточным уровнем вводимой мощности [104].

5.2.2. Влияние нижегибридного увлечения тока на поведение убегающих электронов в токамаке ФТ-2

Влияние нижегибридного увлечения тока (НГТТ) на генерацию и поведение пучка УЭ в сравнении с омическими разрядами ФТ-2 анализировалось в статье [88]. На рис. 5.13 представлена временная динамика параметров плазмы в разряде ФТ-2 с НГТТ (красные пунктирные линии), наложенная на сигналы типичного омического разряда (синие линии). Оценки скорости образования УЭ проводились в соответствии с [13]. Результаты этих расчетов для обоих разрядов показаны на рисунке 5.13(g). Анализ эволюции скорости потерь УЭ на основе данных, предоставленных DeGaSum, был выполнен для двух

диапазонов энергий, $0,4 < E_{RE} < 2$ МэВ и $E_{RE} > 2$ МэВ, т.к. наблюдение электронов, покидающих плазму с энергиями $E_{RE} < 2$ МэВ, может свидетельствовать о развитии кинетической неустойчивости, например, неустойчивости Параила-Погуде («веерная» неустойчивость) [37,50,105], ранее наблюдавшейся в плазме ФТ-2 [79, 84]. Во время «веерной» неустойчивости ускоренные электроны часть продольной энергии преобразуются в поперечную энергетическую составляющую $W_{\perp} \approx W_{\parallel}$ и интенсивно выходят из плазмы на лимитер токамака. При низкой плотности $n_e \leq 2 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ пороговая энергия «веерной» неустойчивости в центре плазмы ФТ-2 составляет $W_{\parallel}^* \approx (200 \div 900)$ кэВ [79]. Таким образом, полная пороговая энергия электронов при возбуждении неустойчивости Параила-Погуде составляет $W^* \approx (0,4 \div 1,8)$ МэВ.

В обоих разрядах ФТ-2 генерация УЭ была обнаружена на ранних стадиях при низких плотностях. С увеличением плотности и уменьшением V_{loop} генерация УЭ с более низкими энергиями ($E_{RE} < 2$ МэВ) прекращается, что хорошо вписывается в рамки модели генерации первичных УЭ [19]. УЭ с более высокими энергиями ($E_{RE} > 2$ МэВ) все еще «выживают» в обычном омическом разряде. После уменьшения электронной плотности плазмы в омическом разряде снова появляются УЭ с более низкими энергиями ($E_{RE} < 2$ МэВ) ($c t \approx 35$ мс). Однако эти вновь возникающие УЭ не ускоряются до более высоких энергий ($E_{RE} > 2$ МэВ) из-за очевидного уменьшения продольного электрического поля на стадии затухания тока.

Импульс НГГТ длительностью 5 мс включался на $t = 30$ мс разряда. Во время дополнительного нагрева жесткое РИ (рис. 5.13(d)) возрастало из-за более высокой плотности высокоэнергетических электронов, генерируемых ниже-гибридными волнами, и взаимодействия этих электронов с компонентами камеры токамака из-за их дрейфа наружу, а также вследствие смещения плазменного шнура наружу. Во время импульса мощности НГГТ увеличение электронов с энергиями $E_{RE} < 2$ МэВ наблюдалось одновременно с уменьшением сигнала V_{loop} (рис. 5.13 (f)) и увеличением сигнала микроволнового излучения на частоте 74 ГГц (рис.5.13 (e)). Более интенсивный выход УЭ во время НГГТ увеличивал скорость счета гамма-спектрометра приблизительно в 80 раз с $1,6 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$ на $t = 31$ мс до $1,3 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$ на $t = 36$ мс (рис. 5.13 (d), красная пунктирная линия). Задержка на $t \approx 1$ мс между началом импульса НГГТ и началом увеличения жесткого РИ хорошо соответствует задержке между обнаружением УЭ с энергиями $E_{RE} < 2$ МэВ (рис. 5.13 (h)) и УЭ с $E_{RE} > 2$ МэВ (рис. 5.13(i)). Эта временная задержка соответствует времени ускорения электронов, рожденных на стадии НГГТ и наблюдаемых гамма-спектрометром. Генерация популяций быстрых электронов часто вызывает увеличение выделения

примесей из материалов камеры токамака, обращенных к плазме (Plasma Facing Components, PFC), из-за взаимодействия таких быстрых электронов с PFC. Этот процесс наблюдался вскоре после включения НГГТ. После увеличения выхода УЭ с более высокими энергиями наблюдалось явное ухудшение характеристик разряда. В частности, развитие МГД активности привело к почти полному исчезновению сигналов, обусловленных как жестким РИ УЭ с энергиями $E_{RE} < 2$ МэВ, так и УЭ с $E_{RE} > 2$ МэВ, а также и сигнала микроволнового излучения на частоте 74 ГГц. В то же время наблюдалось значительное увеличение V_{loop} и плотности плазмы (рис. 4 (b)). Наблюдаемые явления характерны для взаимодействия энергичных частиц с PFC, приводящего к выделению примесей. Когда электронная плотность плазмы снизилась до значений, предшествующих НГГТ, процесс генерации УЭ восстановился, но с более низкой эффективностью из-за более низкого продольного электрического поля на стадии затухания тока.

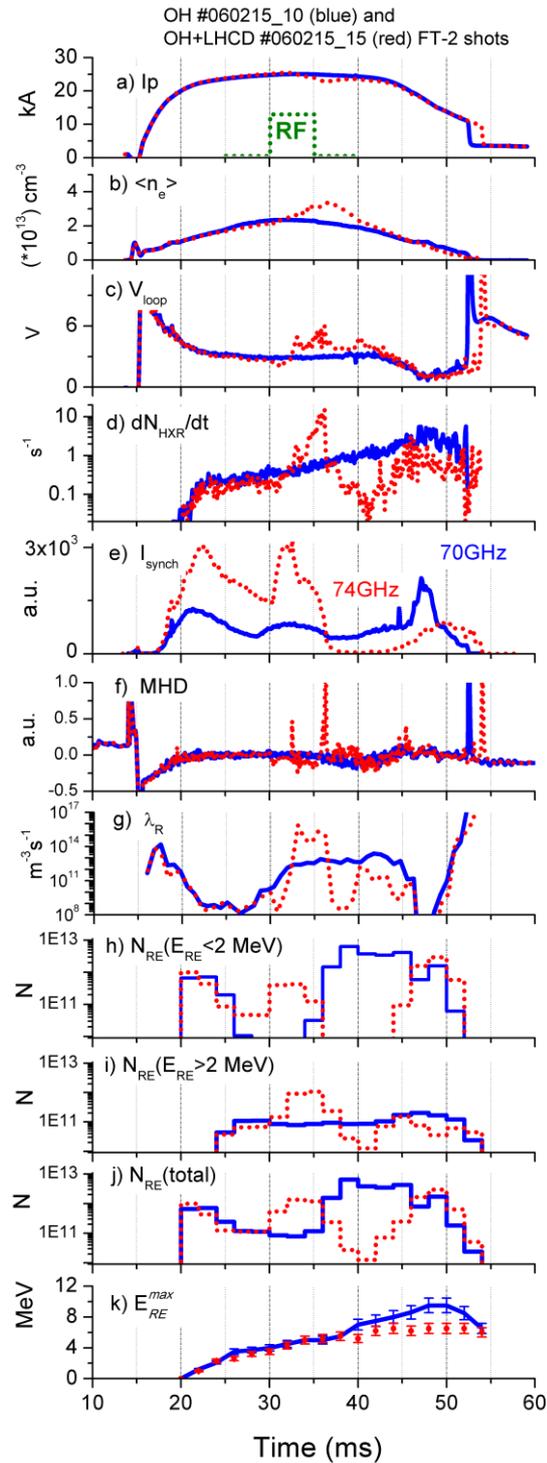


Рисунок 5.13 - Формы сигналов в разрядах ОН ФТ-2 без (# 060215_10; сплошные синие линии) и с НГГТ (№060215_15; красные точки) [88]: а) I_p - ток плазмы; б) $\langle n_e \rangle$ - средняя плотность электронов; в) V_{loop} - напряжение обхода; д) скорость счета детектора жесткого РИ; е) I_{synch} - сигнал микроволнового радиометра (синхротронное излучение) [84]; ф) сигналы датчика Мирнова; г) λ_R - скорость генерации УЭ; х) количество быстрых электронов, выходящих на лимитер с энергиями $0,4 < E_{RE} < 2$ МэВ; и) число быстрых электронов, выходящих на лимитер с энергиями $E_{RE} > 2$ МэВ; ж) общее число быстрых электронов, выходящих на лимитер с энергиями $E_{RE} > 0,4$ МэВ; з) E_{RE}^{max} - максимальная энергия убегающих электронов, выходящих на лимитер, полученная из расчетов DeGaSum

В серии экспериментов №060116 на ФТ-2 во время плазменных разрядов с различной мощностью импульсов НГГТ было подробно изучено влияние мощности на максимальную энергию УЭ [88]. ВЧ мощность варьировалась от 66 до 160 кВт. Временная эволюция максимальной энергии УЭ, измеренной с помощью гамма-спектрометрии в разрядах с 66 (черные треугольники) и 160 кВт (красные квадраты), показана на рисунке 5.14(а).

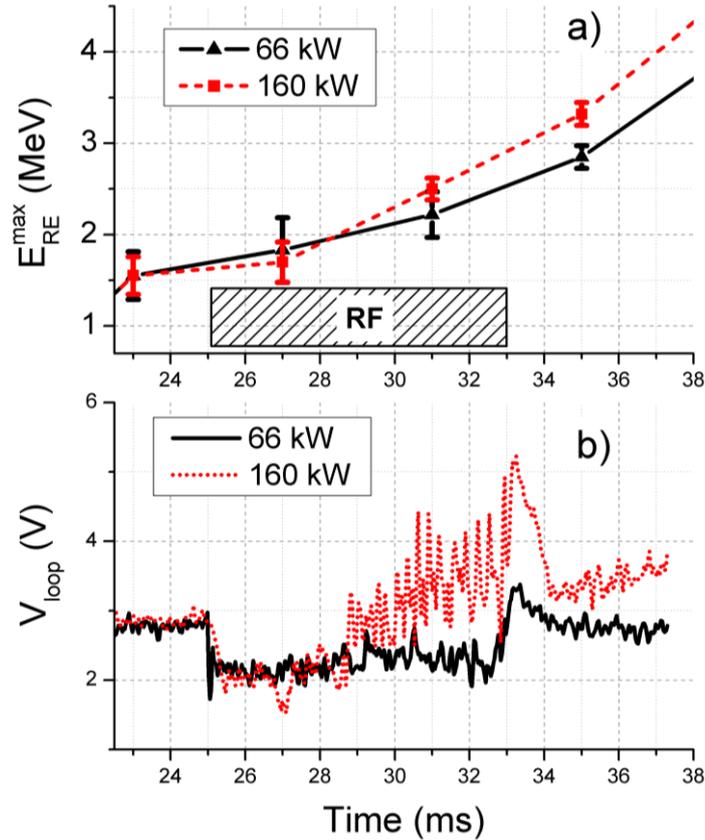


Рисунок 5.14 – Эволюция E_{RE}^{max} в разрядах ФТ-2 с НГГТ: а) Измеренные максимальные энергии электронов, вылетевших на лимитер в разрядах ФТ-2 с различной вводимой нижегибридной мощностью: 66 кВт - черные треугольники, сплошная линия; 160 кВт - красные квадраты, пунктирная линия. Импульс НГГТ отмечен серой полосой; б) V_{loop} сигналы для импульсов с мощностью 66 кВт (сплошная черная линия) и 160 кВт (пунктирная красная линия)

Во время этих исследований наблюдалось явное влияние вводимой мощности НГГТ на максимальную энергию УЭ (E_{RE}^{max}). Как показано на рисунке 5.14(а), E_{RE}^{max} увеличивается быстрее при вводе мощности 160 кВт LHCD, чем при мощности 66 кВт. Увеличение мощности также привело к различной эволюции сигнала V_{loop} (см. рис. 5.14 (б)). Более высокое V_{loop} при большей мощности ВЧ указывает на то, что вместе с генерацией быстрых электронов, которые становятся убегающими, увеличение мощности также вызывает усиление выделения примесей и загрязнение плазмы. Примеси с уровнем ионизации O^{8+} и C^{6+} в разрядах ФТ-2 привели к увеличению Z_{eff} , а также к увеличению V_{loop} , как обсуждалось в работе [106]. Увеличение V_{loop} на 1-2В в разряде с вводом 160 кВт мощности

привело к дополнительному увеличению E_{RE}^{max} до $\sim 0,6$ МэВ по сравнению со случаем ввода мощности 66 кВт.

5.3. Изучение генерации и потерь убегающих электронов в разрядах с омическим нагревом плазмы в токамаке ТУМАН-3М

Для тестирования мульти-детекторной рентгеновской спектрометрической системы, описанной в Главе 4, проверки MCNP-моделирования и методов восстановления функции энергетического распределения убегающих электронов (ФЭРУЭ) из измерений жесткого РИ, на токамаке ТУМАН-3М была проведена экспериментальная серия с омическим нагревом плазмы умеренной плотности [89]. Разряды в серии имели аналогичные токи плазмы и напряжения обхода, но различались по электронной плотности, что сказывалось на скорости генерации убегающих электронов. Сигналы разрядов из этой серии показаны на рисунке 5.15.

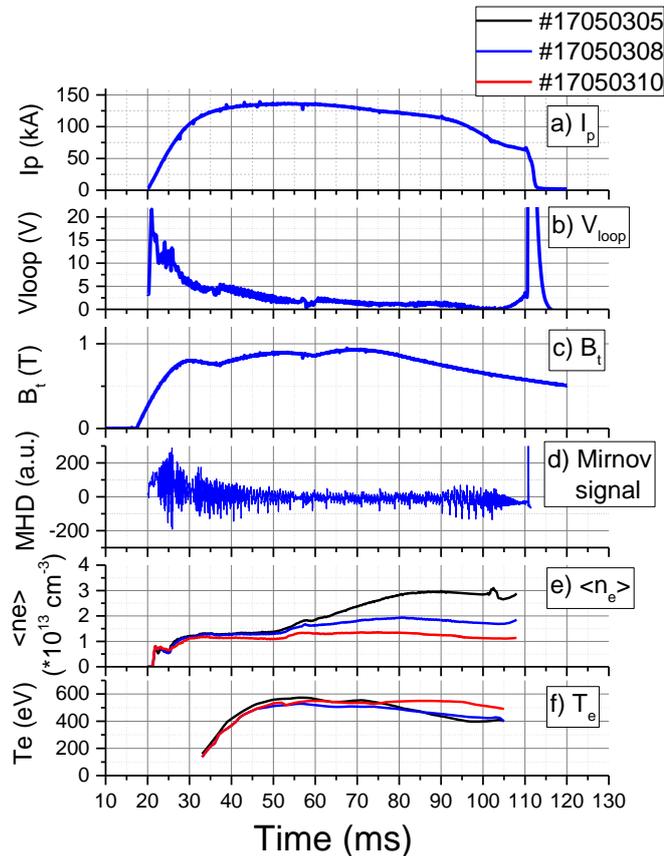


Рисунок 5.15. Эволюция основных параметров разрядов в токамаке ТУМАН-3М с омическим нагревом, используемая для исследований убегающих электронов [89]: а) I_p - ток плазмы; б) напряжение обхода; в) B_t – тороидальное магнитное поле; д) сигналы магнитной катушки (Мирнова); е) $\langle n_e \rangle$ - средняя плотность электронов; ф) T_e - температура электронов на магнитной оси

Распределения УЭ в разрядах, сигналы которых представлены на рисунке 5.15, были получены после обработки спектров жесткого РИ с использованием кода DeGaSum. Анализ энергетических распределений УЭ показал, что максимальная энергия УЭ, выходящих из плазмы в исследуемых разрядах, имеет похожую временную зависимость (см. рис. 5.16). Этот факт связан со сходством поведения напряжения на обходе в рассматриваемых разрядах. Очевидно, увеличение плотности не оказывает существенного влияния на процесс ускорения электронов, но влияет на количество убегающих электронов.

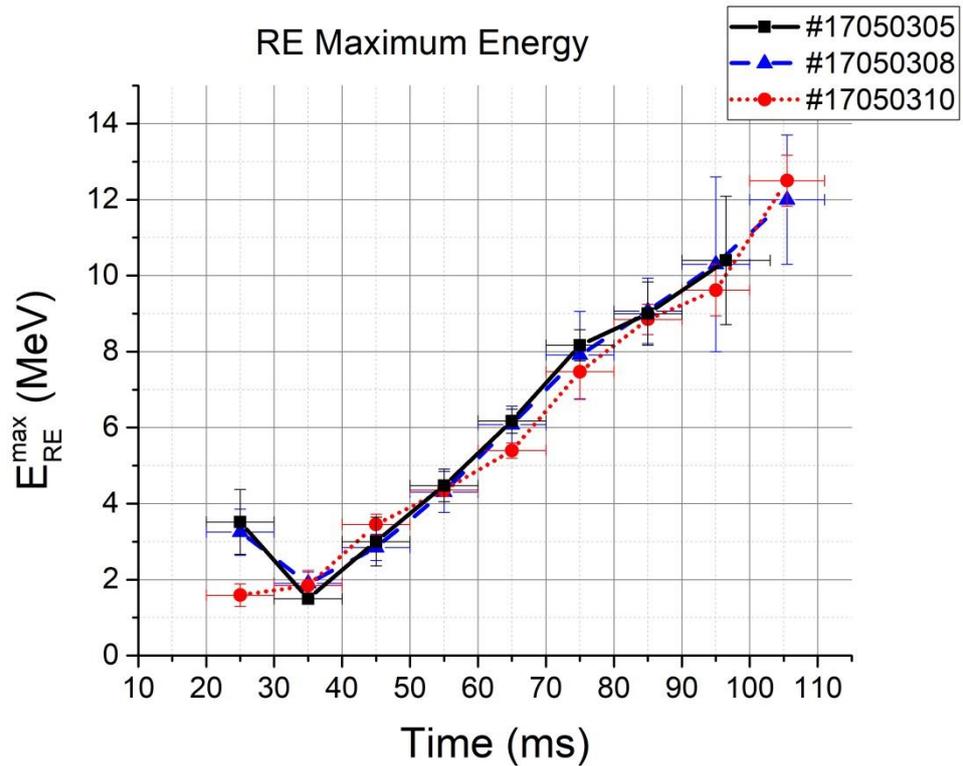


Рисунок 5.16. Временная зависимость максимальной энергии УЭ в разрядах #17050305 (черные квадраты), # 17050308 (синие треугольники) и # 17050310 (красные круги)

На рисунках 5.17(a), 5.17(b) и 5.17(c) показаны временные зависимости потерь УЭ на лимитере для диапазонов энергий $0,5 < E_{RE} < 2$, $E_{RE} > 2$ и общее число УЭ с $E_{RE} > 0,5$ МэВ. Распределения были получены из спектров жесткого РИ, зарегистрированных детектором D2. Энергия $E_{RE} < 2$ МэВ была выбрана для изучения числа вновь генерируемых электронов.

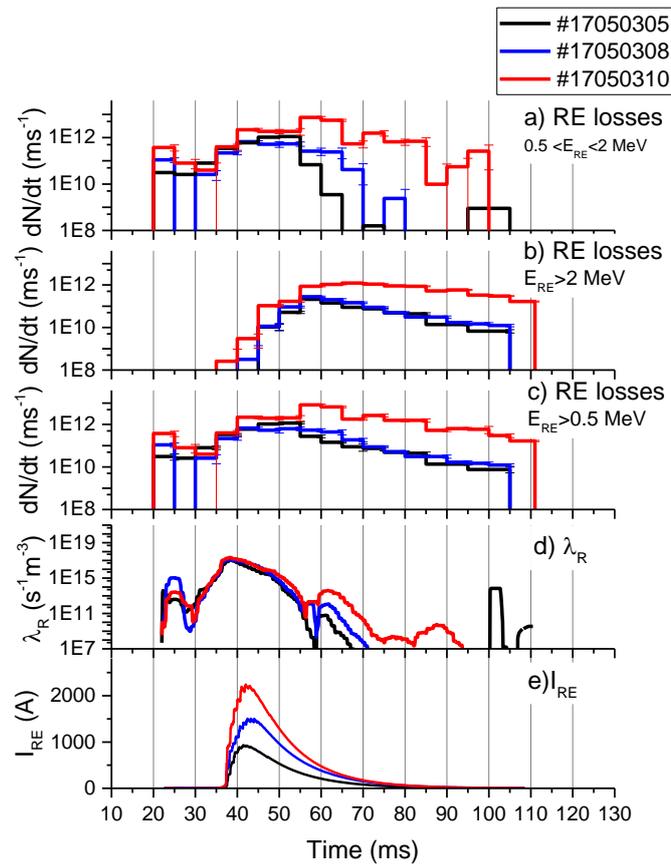


Рисунок 5.17 - Сравнение скорости генерации с динамикой потерь УЭ в разных диапазонах энергий, полученных кодом DeGaSum (детектор D2) для разрядов №17050305 (черные линии), №17050308 (синие линии) и №17050310 (красные линии): а) скорость потерь УЭ в диапазоне энергий $0,5 < E_{RE} < 2$ МэВ; б) скорость потерь УЭ в диапазоне энергий $E_{RE} > 2$ МэВ; в) общая скорость потерь УЭ в диапазоне энергий $E_{RE} > 0,5$ МэВ; д) скорость первичной генерации электронов; е) Расчетный ток УЭ

Как показано на рисунках, наблюдается уменьшение числа электронов, вышедших на лимитер с ростом плотности. Суммарные потери электронов достигали максимума на 50-55 мс в разрядах №17050305 и 17050308 и на 55-60 мс в разряде №17050310 с меньшей плотностью.

Чтобы сравнить потери УЭ, рассчитанные кодом DeGaSum, с теоретическими предсказаниями скорости рождения УЭ, временная эволюция скорости генерации первичных УЭ, λ_R , была рассчитана с использованием уравнения (1.17) [27], в котором не учитывалось влияние турбулентности магнитного поля (см. Главу 1, п.1.1.1.).

Временные зависимости аналитически рассчитанной скорости первичной генерации УЭ, λ_R (рис. 5.17(d)) хорошо совпадают с эволюцией числа потерь УЭ, полученных с помощью кода DeGaSum (рис. 5.17(b)) из экспериментальных измерений для диапазона энергий УЭ $0,5 < E_{RE} < 2$ МэВ.

Тот факт, что максимум общих потерь электронов (рис. 5.17(с)) наблюдается с задержкой в 10-15 мс от максимума скорости генерации первичных электронов, может быть объяснен падением времени удержания электронов из-за пилообразных колебаний, возникших на 45 мс. Изучение зависимости уменьшения числа электронов, покидающих плазму, позволило оценить время удержания УЭ при пилообразных колебаниях путем подбора временных зависимостей числа электронов, выходящих на лимитер, с использованием экспоненциального закона. Суммарная популяция электронов уменьшается с характерным временем $\tau_d \sim 10,5 \pm 1$ мс в разряде №17050305; $9,9 \pm 1,1$ мс в разряде №17050308 и $10,7 \pm 2,2$ мс в разряде № 7050310 (см. рис. 5.18). Был выведен средний коэффициент диффузии во время пилообразной активности, как это было сделано в [49], $D \sim a^2 / 5.8\tau_d$, что дает $D_{УЭ} \sim 0,8$ м²/с.

Полученное время удержания УЭ позволило рассчитать эволюцию плотности УЭ, описываемую уравнением

$$\frac{dn_{RE}}{dt} = \lambda_R + \gamma_{sec}n_{RE} - \frac{n_{RE}}{\tau_d} \quad (5.1)$$

Первый член в правой части выражения, первичная скорость генерации, соответствует выражению (1.7). Вклад вторичной (лавинной) генерации УЭ, представленный вторым членом, оказывается незначительным для исследованных разрядов, т.к. рассчитанное время вторичной генерации порядка или выше времени продолжительности разряда. Третий член описывает потери электронов.

На основе параметров плазмы в разрядах были сделаны расчеты плотности и эволюции тока УЭ. Рассчитанный ток УЭ для исследуемых разрядов показан на рисунке 5.17(е). Расчетные оценки имеют максимум при 40-45 мс разрядов и дают значения тока RE для разряда №17050305 около 1 кА, 1,5 кА для разряда №17050308 и 2 кА для №17050310.

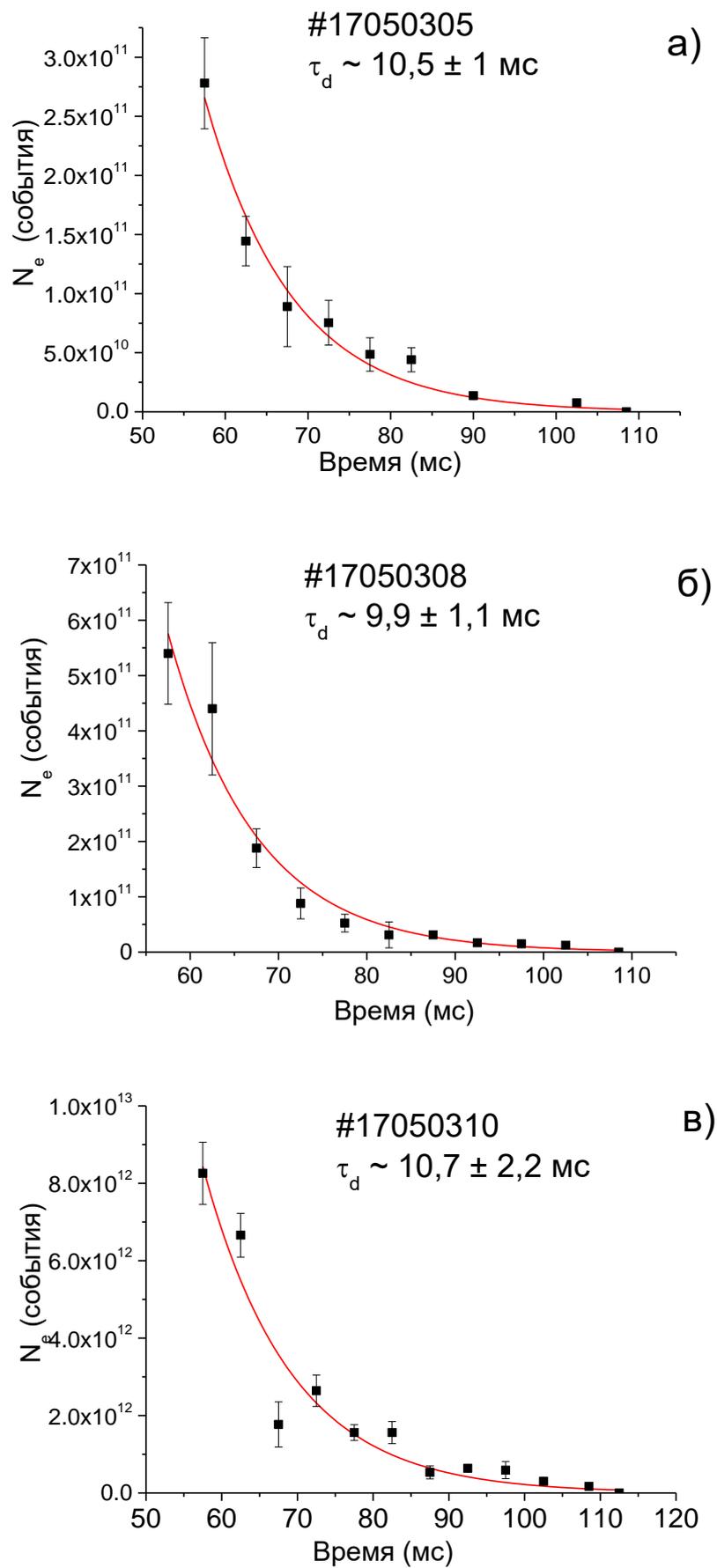


Рисунок 5.18 – Оценка времени удержания убегающих электронов во время пилообразных колебаний в разрядах а) №17050305; б) №17050308; в) №17050310

По мере того, как рождение УЭ падает после 45 мс, ток УЭ можно оценить, объединив количество электронов, вышедших на лимитер после 45 мс, полученное с помощью кода DeGaSum. Полученное число электронов дает оценку тока УЭ с $E_{RE} > 0,5$ МэВ около 50 А в разрядах № 17050305 и №17050308 и около 500 А в разряде №17050310. Интегрирование по энергетическому распределению УЭ, восстановленному кодом DeGaSum из сигнала детектора D3 (5.17(e)) в разряде №17050310, дает усредненное по времени значение тока УЭ около 250 А. Есть несколько причин для объяснения расхождения между расчетным и экспериментально оцененным током УЭ. Во-первых, экспериментальная оценка не учитывает электроны с энергией ниже 0,5 МэВ. Во-вторых, в начале разрядов развивались МГД-неустойчивости $m = 2 \div 6$, влияние которых на удержание электронов не учитывалось при расчете тока УЭ. В-третьих, некоторые электроны во время пилообразных колебаний могут выходить из плазмы не на лимитер, а на стенку камеры токамака и не вносить вклад в сигналы детекторов D1 и D2. Наконец, в расчетах тока RE использовались усредненные параметры плазмы, что могло повлиять на точность оценок тока УЭ. Таким образом, можно оценить максимальный ток, переносимый УЭ в разряде №17050310, как 0,5-1 кА и 100-200 А в разрядах №17050305 и №17050308.

5.4. Исследование предельной энергии убегающих электронов

5.4.1. Изучение пределов ускорения электронов в ФТ-2

Для оценки динамики энергии УЭ на токамаке ФТ-2 было проведено численное моделирование процесса ускорения электронов с использованием уравнений тестовых частиц. Результаты моделирования были сравнены с экспериментальными наблюдениями [8]. Для описания динамики УЭ была использована кинетическая теория. Ускоренный электрон можно рассматривать как частицу, не совершающую столкновений с частицами плазмы из-за своей релятивистской скорости ($v \approx c$). Кроме того, фракция УЭ может быть относительно небольшой частью от всех электронов в плазме, и поэтому все УЭ можно рассматривать как «пробные частицы». Уравнения пробных (тестовых) частиц, описывающие движение ускоренных электронов в пространстве импульсов, были получены из кинетического уравнения Фоккера-Планка для функции распределения быстрых электронов [40], в котором не учитывается угловое рассеяние в пространстве импульсов. Уравнения тестовых частиц далее были дополнены учетом эффекта ускорения за счет тороидального электрического поля, столкновений с частицами плазмы, потерь на синхротронное излучение, диффузию, связанную с флуктуациями магнитного и электрического полей, а также потерь на тормозное излучение [41,42,43,44,45]. В нашем

численном расчете уравнения тестовых частиц были взяты из [42] и могут быть записаны следующим образом:

$$\frac{dq_{\parallel}}{d\tau} = D - \gamma(\alpha + \gamma) \frac{q_{\parallel}}{q^3} - \left(F_{gc} + F_{gy} \frac{q_{\perp}^2}{q^4} \right) \gamma^4 \beta^3 \frac{q_{\parallel}}{q} - \frac{q_{\parallel}}{\tau_{dr}} \quad (5.2)$$

$$\frac{dq_{\perp}}{d\tau} = \frac{1}{qq_{\perp}} \left[\gamma(\alpha + \gamma) \frac{q_{\perp}^2}{q^2} - \gamma^2 - \left(F_{gc} + F_{gy} \frac{q_{\perp}^2}{q^4} \right) \gamma^4 \beta^3 q_{\perp}^2 \right] - \frac{q_{\perp}}{\tau_{dr}}, \quad (5.3)$$

где q_{\parallel} , q_{\perp} и q - параллельный, перпендикулярный и суммарный импульсы электронов, нормированные на $m_e c$ соответственно; $\tau = v_r t$ - нормированное время, т. е. время (t), умноженное на частоту столкновений (ν_r), где $\nu_r = n_e e^4 \ln \Lambda / 4 \pi \epsilon_0^2 m_e^2 c^3$, заряд электрона, e , масса электрона, m_e , скорость света, c , плотность плазмы, n_e , кулоновский логарифм, $\ln \Lambda$ и электрическая постоянная, ϵ_0 . $D = E_{\parallel} / E_C$ - нормированное электрическое поле, где E_{\parallel} - индуцированное тороидальное электрическое поле; $E_C = n_e e^3 \ln \Lambda / 4 \pi \epsilon_0^2 m_e c^2$ - критическое электрическое поле для генерации УЭ; $\alpha = 1 + Z_{eff}$, Z_{eff} - эффективный заряд ионов; F_{gc} , F_{gy} - параметры, описывающие два вклада в потери на синхротронное излучения (движение направляющего центра и гиромангнитное вращение электронов, соответственно) $F_{gc} = F_{gy} (m_e c / e B_0 R_0)^2$, $F_{gy} = 2 \epsilon_0 B_0^2 / 3 n_e m_e \ln \Lambda$; β - нормализованная скорость $\beta = v/c$; γ - релятивистский гамма-фактор $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$. Здесь, в последнем члене уравнений (5.2) и (5.3), $\tau_{dr} = \nu_r \tau_d$ - нормализованное время диффузии, τ_d - характерное время радиальной диффузии, $\tau_d = a_0^2 / j_0^2 D_r$ (a_0 - малый радиус, а j_0 - первый нуль функции Бесселя J_0). D_r - коэффициент радиальной диффузии убегающих электронов, определяемый, как $D_r = Y \pi q R_0 b \tilde{r}^2 \nu_{\parallel}$, где $b \tilde{r} = B \tilde{r} / B_0$ - уровень турбулентности магнитного поля, Y является поправочным коэффициентом дрейфа (имеющим значение между: $0 < Y < 1$), q - коэффициент запаса устойчивости. Детальное определение и вывод этих параметров можно найти в работах [41,42].

Для этих расчетов были использованы профили электронной температуры и плотности, измеренные с помощью диагностической системы Томсоновского рассеяния в серии опытов в токамаке ФТ-2 №041416 с нижнегибридной мощностью $P_{RF} = 96$ кВт, которая вводилась на $t = 27 \div 36$ мс. Эти профили показаны на рисунке 5.19. Как видно, приложение высокочастотной мощности вызывало некоторый нагрев в центре плазмы на $t = 29 \div 32$ мс, как показано и обсуждено в [106], но в конце импульса НГГТ центральная электронная температура уменьшалась, по-видимому, за счет роста Z_{eff} и электронной плотности.

FT-2 series #041416

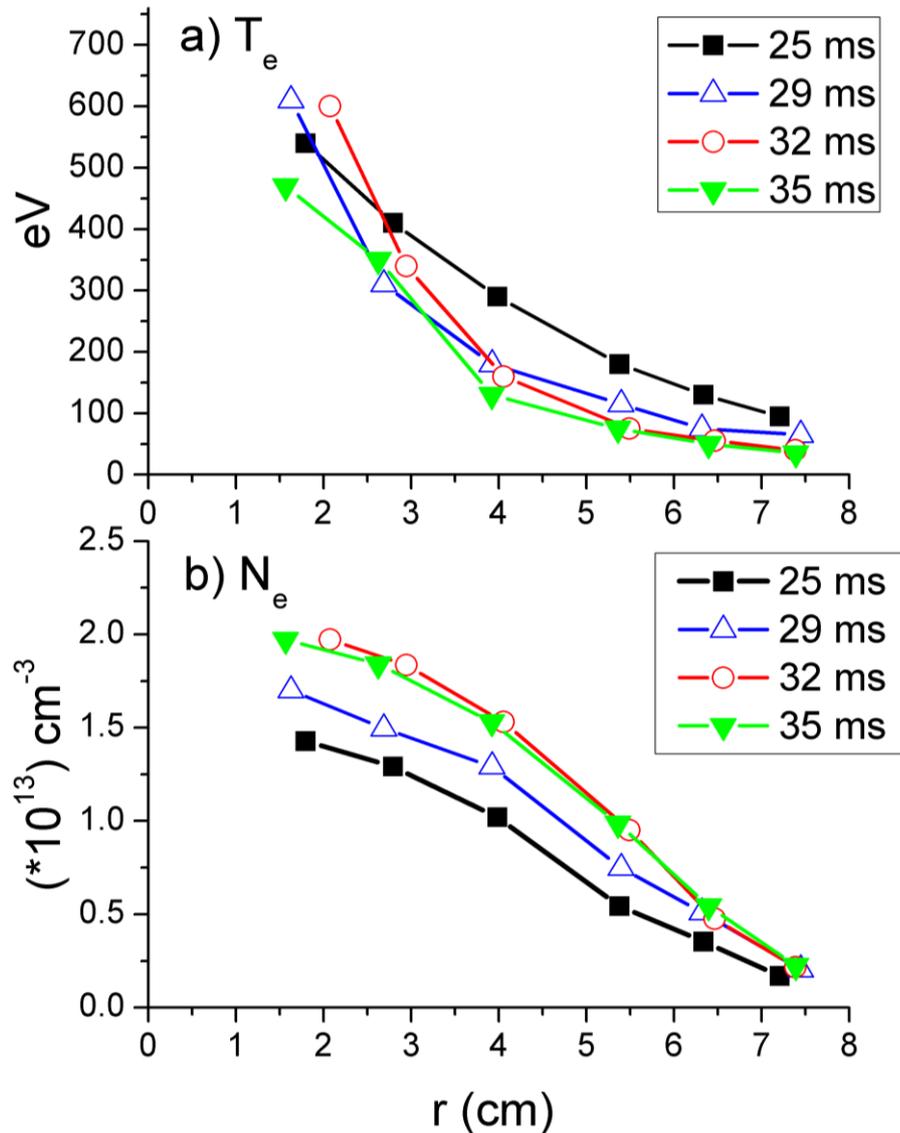


Рисунок 5.19 - Профили а) электронной температуры и б) плотности электронов, измеренные до (25 мс), и во время приложения импульса НГГТ (27-35 мс) с входной ВЧ мощностью 96 кВт

Экспериментальные наблюдения генерации и эволюции пучка УЭ в разряде ФТ-2 № 060116_21 с мощностью НГГТ 96 кВт представлены на рисунке 5.20. Рост синхротронного излучения (сплошная синяя линия на рисунке 5.20(d)) указывает на увеличение числа ускоренных электронов во время НГГТ, которая включалась на $t = 25$ мс разряда. Восстановление спектров жесткого РИ продемонстрировало увеличение УЭ (с низкой энергией $E_{RE} < 2$ МэВ), начиная с $t = 29$ мс (рисунок 5.20(e), сплошная синяя линия). Эти электроны, по-видимому, рождены высокочастотным импульсом (рис. 5.20(d), красная пунктирная линия) на периферии плазмы и выходят из плазмы из-за развития МГД активности $m = 2 / n = 1$ (рис. 5.20(c), сплошная синяя линия),

FT-2 shot #060116_21

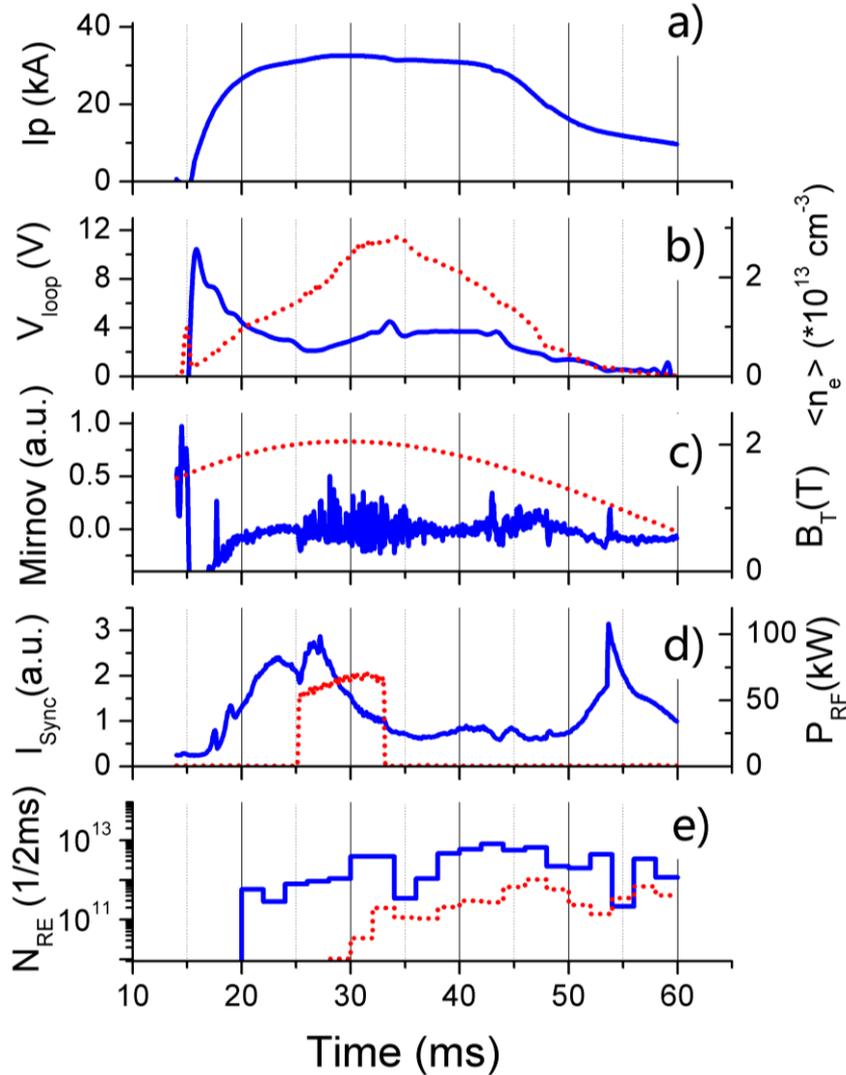


Рисунок 5.20 - Сигналы разряда ФТ-2 #060116_21 [88]: а) I_p -ток плазмы; б) V_{loop} (сплошная синяя линия, левая ось) и средняя плотность электронов $\langle n_e \rangle$ (красная пунктирная линия, левая ось); в) сигнал датчика Мирнова (сплошная синяя линия, левая ось) и тороидальное поле B_T (красная пунктирная линия, правая ось); д) сигнал детектора синхротронного излучения (сплошная синяя линия, левая ось) и входная мощность ВЧ антенны (красная пунктирная линия, правая ось) е) эволюция числа электронов, вышедших на лимитер с $0,4 < E_{RE} < 2$ МэВ (сплошная синяя линия) и $E_{RE} > 2$ МэВ (красная пунктирная линия)

С использованием экспериментальных параметров, показанных на рисунке 5.20 для разряда #060116_21, была смоделирована временная эволюция энергии убегающих электронов, показанная на рисунке 5.21 в сравнении с максимальной энергией убегающих электронов (E_{RE}^{max}), оцененной кодом DeGaSum на основе экспериментальных измерений спектрометра жесткого РИ. В этом моделировании начальное значение энергии убегания, заданное как $E_{RE} \approx E_0$ (с питч-углом $v_{\perp} / v_{\parallel} \sim 0,8$), оценено в соответствии с уравнением [107]

$$E_0 = \frac{e^3 n_e \ln \Lambda (2 + Z_{eff})}{8\pi \varepsilon_0^2 E_{\parallel}}, \quad (5.4)$$

где e - заряд электрона, n_e - плотность плазмы, $\ln \Lambda$ - кулоновский логарифм, Z_{eff} - эффективный заряд ионов и ε_0 - диэлектрическая проницаемость вакуума. Здесь свободный параметр в моделировании представляет собой уровень турбулентности магнитного поля \tilde{b}_r , который предположительно находится в диапазоне от 10^{-6} до 10^{-5} отн. ед., а профиль его временной эволюции получается путем умножения относительного коэффициента на уровень флуктуаций МГД активности, экспериментально наблюдаемой во время разряда (рис. 5.20(с), сплошная синяя линия).

На каждом временном шаге ($t_0 + dt$) предполагается, что фракция УЭ рождается с начальной энергией (E_0), а затем ее энергия эволюционирует со временем, $E_{RE}(t_0, t)$, рассчитывается до конца разряда плазмы с использованием уравнений (5.2) и (5.3), где временные зависимости параметров плазмы также учитываются как входные данные. Здесь t_0 - время рождения фракции УЭ при приращении $t_0 + dt$, и с помощью этого подхода создается матрица эволюции энергии УЭ $E_{RE}(t_0, t)$. На рисунке 5.21 показано сравнение максимальной энергии УЭ, оцененной кодом DeGaSum, на основе экспериментальных данных, полученных с помощью спектрометра жесткого РИ и эволюции энергии фракций УЭ, рожденных на $t_0 = 18$ мс и 20 мс [88]. Учитывая тот факт, что на начальной фазе плазменного разряда необходим достаточный ток плазмы для удержания электронов на орбите, из соотношения $I_p \gg I_{Aa0}/2R_0$, где I_A - альфвеновский ток [19], была получена оценка минимального тока $I_p \gg 2$ кА. Для сравнения E_{RE}^{max} , оцененной DeGaSum, и результатов моделирования был выбран промежуток времени $t_0 \geq 18$ мс, когда ток плазмы превысил 2 кА.

Результаты моделирования находятся в разумном согласии с экспериментально измеренной максимальной энергией УЭ (E_{RE}^{max}) до 50 мс плазменного разряда, в частности, для убегающих электронов, рожденных с $t_0 \sim 18$ мс до $t_0 \sim 20$ мс. Это согласие также указывает на то, что УЭ, рожденные в начальной фазе плазменного разряда ($t_0 \leq 20$ мс), удерживаются в течение всего разряда, что может быть возможной причиной появления электронов высокой энергии около $t \sim 52$ мс, даже если приложенное электрическое поле в этот момент времени ниже, чем в начальной фазе плазменного разряда и продолжает уменьшаться.

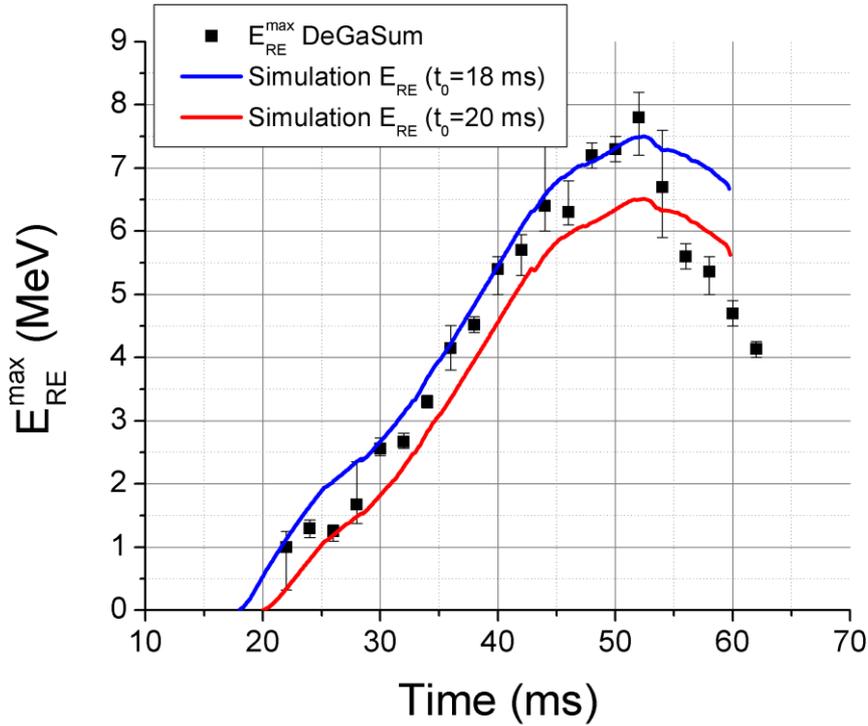


Рисунок 5.21 - Смоделированная эволюция энергии фракции УЭ электронов, рожденных на $t_0 = 18$ мс и 20 мс во время плазменного разряда # 060116_21, и сравнение с E_{RE}^{max} , полученной кодом DeGaSum [88]

Результаты моделирования находятся в разумном согласии с экспериментально измеренной максимальной энергией УЭ (E_{RE}^{max}) до 50 мс плазменного разряда, в частности, для убегających электронов, рожденных с $t_0 \sim 18$ мс до $t_0 \sim 20$ мс. Это согласие также указывает на то, что УЭ, рожденные в начальной фазе плазменного разряда ($t_0 \leq 20$ мс), удерживаются в течение всего разряда, что может быть возможной причиной появления электронов высокой энергии около $t \sim 52$ мс, даже если приложенное электрическое поле в этот момент времени ниже, чем в начальной фазе плазменного разряда и продолжает уменьшаться.

Как видно на рисунке 5.20, с момента $t \sim 52$ мс разряда, когда V_{loop} уменьшилось до уровня, близкого к нулю, максимальная энергия УЭ тоже начала уменьшаться. Это можно объяснить замедлением электронов из-за потерь на синхротронное излучение и диффузию, связанную с флуктуациями магнитного и электрического полей. Разница между результатами моделирования и экспериментом объясняется неточностями входных параметров плазмы при моделировании и минимальным порогом детектирования спектрометра жесткого рентгеновского излучения. Кроме того, улучшение соответствия может быть достигнуто путем моделирования функции распределения энергии УЭ с учетом

как первичной (дрейсеровской) генерации, так и вторичной (лавинной) генерации [49, 108] убегающих электронов в условиях уменьшения плотности электронов.

Другими возможными причинами расхождения между измеренной максимальной энергией УЭ и результатами моделирования после 50 мс разряда является ограничение E_{RE}^{max} физическими процессами в плазме токамака и инженерными параметрами плазменного разряда (B_T , I_p и т. д.). Как только энергия электронов превышает критическое значение, они могут непрерывно набирать энергию под действием различных факторов (электрическое поле, передача импульса ВЧ-волнами) и могут достигать равновесия с потерями энергии. Существует несколько факторов, ограничивающих прирост энергии электронов в плазменном разряде, а именно: (1) предел доступного времени для ускорения; (2) предел смещения орбиты; (3) предел резонанса с флуктуациями магнитного поля; (4) предел синхротронного излучения; (5) предел тормозного излучения и (6) плазменные неустойчивости (см. Главу 1, параграф 1.2.). На рисунке 5.22 показаны некоторые из этих пределов для энергии УЭ в сравнении с результатами моделирования ($t_0 = 18$ мс) и E_{RE}^{max} , оцененными с помощью кода DeGaSum. В данном случае предел синхротронного излучения (для питч-угла ~ 0) и предел тормозного излучения [44,45] значительно выше экспериментально наблюдаемых величин. Максимальная энергия, ограниченная орбитальным сдвигом (при условии плоского профиля тока), определяется по формуле 1.18 [43] (см. Главу 1, п.1.2.2.).

При уменьшении плазменного тока, измеренная E_{RE}^{max} (черные точки на рисунке 5.22) уменьшается вместе с энергией предела орбитального сдвига (рисунок 5.22, красная пунктирная линия), но немного превысила предельное значение. Это можно объяснить смещением плазменного шнура внутрь и систематической ошибкой, вызванной использованием приближения плоского профиля тока.

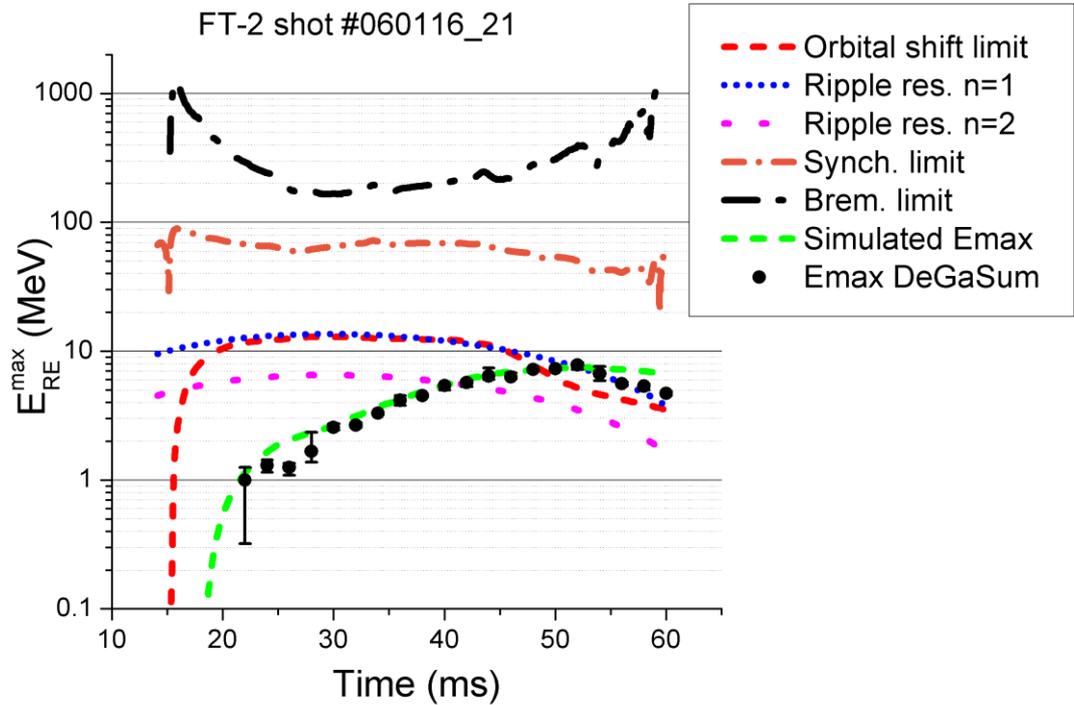


Рисунок 5.22 – Расчетные пределы максимальной энергии УЭ в сравнении с результатами моделирования и экспериментальными наблюдениями [88]

Еще одной возможной причиной ограничения максимальной энергии УЭ может быть резонансное взаимодействие между их релятивистской пониженной циклотронной частотой ω_{ce} и пульсацией магнитного поля из-за конечного числа катушек тороидального поля N_c (гофрировка). Резонансное взаимодействие между гиродвижением электронов и n -й тороидальной гармоникой будет происходить при параллельном импульсе электрона [43]:

$$p_{||n} = \frac{eB_0R_0}{nN_c}, \quad (5.5)$$

где B_0 - тороидальное магнитное поле. Резонансная энергия электронов для $n = 1$ магнитной системы ФТ-2, показана на рисунке 5.22 синими точками. Экспериментальные наблюдения подтверждают, что вихревое электрическое поле ($E_{||}$) достаточно велико, чтобы преодолеть влияние резонанса биений магнитного поля при $n = 2, 3$ и 4 . Таким образом, анализ явлений, ограничивающий ускорение УЭ, показал, что сдвиг орбиты релятивистских электронов и/или резонанс $n = 1$ биений магнитного поля могут быть возможными механизмами ограничения энергии УЭ в токамаке ФТ-2. Рост синхротронного излучения (рис. 5.20 (d), сплошная синяя линия) после 50 мкс может свидетельствовать о резонансном взаимодействии электронов с флуктуациями магнитного поля, что приводит к появлению поперечного импульса у УЭ с энергией, близкой к резонансу при $n = 1$ (формула 5.5).

5.4.2. Пределы ускорения убегающих электронов в токамаке ТУМАН-3М

Для оценки динамики ускорения УЭ и ее сравнения с результатами восстановления распределений УЭ кодом DeGaSum из спектров жесткого РИ, зарегистрированных многодетекторной спектрометрической системой на токамаке ТУМАН-3М [89], было проведено численное моделирование с использованием уравнений «пробной частицы», описанное в параграфе 5.4.1. На рисунке 5.23 приведено сравнение между E_{RE}^{max} , полученной кодом DeGaSum, на основе экспериментальных данных спектрометра жесткого РИ, и эволюцией максимальной энергии фракции УЭ, рожденных на $t_0 = 35$ мс. Также, для сравнения, на рисунке 5.23 приведена эволюция E_{RE}^{max} фракции УЭ, рожденных на $t_0 = 20$ мс. Анализ этих зависимостей показывает, что либо из-за интенсивной МГД-активности во время начальной фазы разряда УЭ, генерируемые между $20 \text{ мс} < t_0 < 35 \text{ мс}$ не удерживаются в плазме (благодаря усиленной радиальной диффузии), либо сами процессы генерации УЭ подавляются, в результате чего выход УЭ на лимитер практически отсутствует. В обоих случаях, вероятно, число УЭ и их энергия ниже порога обнаружения ($I_{RE} \ll 10 \text{ А}$ и/или $E_{RE} < 0,1 \text{ МэВ}$) и не регистрируются спектрометром. С другой стороны, УЭ, родившиеся после $t \geq 35 \text{ мс}$, удерживаются в течение длительного времени после уменьшения МГД активности и испытывают значительных потерь из-за поперечной диффузии.

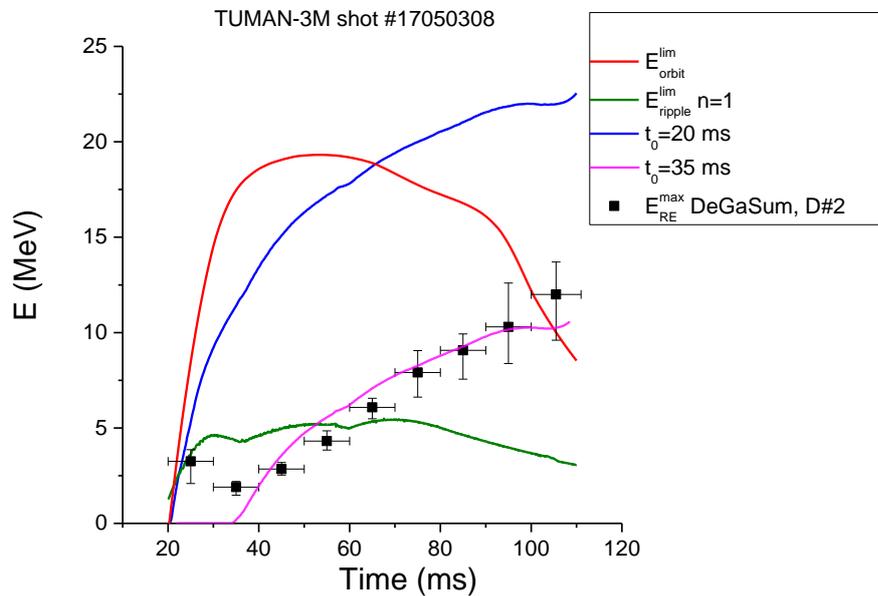


Рисунок 5.23 - Сравнение эволюции максимальной энергии УЭ (E_{max}^{RE}), полученной после обработки кодом DeGaSum спектров жесткого РИ, зарегистрированных детектором D2 для разряда ТУМАН-3М №17050308 (черные точки) и результатами численных расчетов энергии УЭ для тестовой частицы, рожденной на $t_0 = 35$ мс разряда. Ограничение максимальной энергии УЭ из-за предела орбитального сдвига и резонанса флуктуаций магнитного поля ($n = 1$) показаны на рисунке вместе с возможной эволюцией энергии фракции УЭ (dn_{RE}), рожденных на $t_0 = 20$ мс [89]

В начале разряда №17050308 на 22-25 мс детектор D2 регистрировал всплески жесткого РИ излучения, вызванные выбросами электронов на лимитер с энергией менее 3 МэВ (см. рис. 5.15(a)). Сильные МГД -колебания ($m/n = 6/1, 5/1$ и $4/1$) развивались на 22-40 мс разряда (рис. 5.15(d)), что обуславливало короткое время удержания электронов, особенно в периферических областях плазмы. К 40 мс эти неустойчивости стабилизируются и сменяются пилообразными колебаниями, которые выталкивают ускоренные электроны из центра плазмы.

Кроме того, на рис. 5.23 дополнительно показаны две кривые, соответствующие максимальному пределу энергии УЭ, определяемому резонансным взаимодействием с модуляцией магнитного поля вдоль траектории и орбитальным сдвигом. Предел резонанса с $n=1$ модуляцией магнитного поля рассчитан по формуле 5.5 (параграф 5.4.1). Резонансная энергия электронов $E_{//n}$ для $n = 1$ резонанса магнитной системы ТУМАН-3М ($N_c = 24$), показанная на рис.5.23 зеленой линией, дает максимальное значение $E_{//n} \sim 5,4$ МэВ около $t \sim 70$ мс, а затем оно уменьшается вместе с B_0 . Экспериментальное значение максимальной энергии УЭ при $t > 70$ мс свидетельствует о том, что вихревое электрическое поле ($E_{//}$) достаточно велико, чтобы преодолеть влияние резонанса биений магнитного поля, и УЭ достигают более высокой энергии к концу разряда.

Здесь следует отметить, что эффективность механизма резонансного взаимодействия с флуктуациями магнитного поля для ограничения энергии УЭ сильно зависит от амплитуды биений при заданном электрическом поле и радиальном положении ускоренного электрона. Для эффективного влияния на траекторию УЭ требуется достаточно большая амплитуда биений [42]. Амплитуда флуктуаций больше для низких тороидальных гармоник (n) и быстро растет с расстоянием от магнитной оси ($r/a_0=0$). Поэтому, ожидается, что существенные эффекты могут наблюдаться на краю плазмы. Анализ наблюдаемой максимальной энергии УЭ свидетельствует о том, что спектрометр жесткого РИ в основном регистрирует сигнал электронов, рожденных в центре плазмы ($r/a_0 \ll 0.5$) и, следовательно, влияние резонансного взаимодействия на расчетную максимальную энергию УЭ практически не наблюдаются на рис. 5.23 (для гармоник $n = 1$). Тем не менее, фракции УЭ, рождающиеся на периферии плазмы ($r/a_0 \gg 0.5$), могут испытывать существенное влияние резонансного взаимодействия электронов с биениями магнитного поля, но их плотность достаточно низка из-за радиальной зависимости вероятности генерации УЭ и, следовательно, не сказывается на наблюдаемой энергии убегающих электронов.

Другим возможным механизмом ограничения энергии электронов является предел, обусловленный орбитальным сдвигом, определенный уравнением (5.11), (параграф 5.4.1) (в приближении плоского профиля тока плазмы) [19].

Максимальная возможная кинетическая энергия электронов $E_{orbit} = (\gamma_{orbit} - 1)mc^2$ в пределе орбитального сдвига достигается ускоренными электронами, рожденными на магнитной оси $r = 0$. Из анализа данных о эволюции E_{RE}^{max} , полученными с помощью спектрометра жесткого РИ с применением кода DeGaSum, следует, что орбитальный сдвиг определяет предел для максимальной энергии УЭ в фазе затухания тока в типичном разряде токамака ТУМАН-3М.

5.5. Выводы к Главе 5

Использование в измерениях на токамаках ФТИ спектрометров жесткого рентгеновского излучения с высоким временным разрешением, использующих быстрые АЦП сигнала сцинтилляционных детекторов, дало возможность наблюдать всплески жесткого РИ, коррелирующие с различными модами МГД-активности. Применение быстрых детекторов LaBr₃(Ce) позволило анализировать энергетическое распределение УЭ во время пилообразных колебаний. Проведенные измерения продемонстрировали присутствие более высокоэнергичных электронов во вспышках жесткого РИ во время срывов по сравнению с периодами между релаксациями. Анализ энергетических распределений УЭ, полученных с помощью кода DeGaSum, позволил оценить время удержания УЭ во время пилообразной активности ~10 мс, что соответствует среднему коэффициенту радиальной диффузии $D_{УЭ} \sim 0,8 \text{ м}^2/\text{с}$.

Спектрометр жесткого РИ был использован для измерения рентгеновского излучения в экспериментах по подъему и поддержанию тороидального тока в сферическом токамаке Глобус-М с помощью волн нижнегибридного диапазона частот без приложения индукционного вихревого электрического поля. Величина полученного тока достигала 21 кА, его направление зависело от направления вертикального магнитного поля. По совокупности экспериментальных данных можно предположить, что основная доля тока переносится пучком надтепловых электронов. Максимальная энергия пучка быстрых электронов, рожденных с помощью ВЧ волн, измеренная с помощью спектрометра жесткого рентгеновского излучения, составила 0,9 МэВ.

Анализ разрядов из серии экспериментов на токамаке ФТ-2 с генерацией нижнегибридных токов увлечения показал, что функция распределения УЭ, полученная с помощью диагностики жесткого РИ, следует за изменением параметров плазмы ФТ-2.

Эволюция E_{RE}^{max} убегающих электронов в разрядах с НГТТ исследовалась с временным разрешением 1÷5 мс, что отвечает современным требованиям к диагностике УЭ на токамаках (на ИТЭР должно быть обеспечено определение E_{RE}^{max} с временным разрешением не более 10 мс). Во время исследований четкая корреляция между вводимой мощностью НГТТ и E_{RE}^{max} наблюдалась только при низкой мощности, когда Z_{eff} слабо менялся во время ВЧ импульса. В этом случае замедление нарастания E_{RE}^{max} было вызвано снижением величины напряжения обхода. Во время импульса НГТТ на сигналах МГД активности, 10 ГГц излучения и жесткого РИ наблюдались вспышки, похожие на пилообразные колебания.

Код восстановления спектра жесткого РИ DeGaSum был применен для восстановления энергетического распределения убегающих электронов, выходящих из плазмы и взаимодействующих с материалами лимитера и камеры токамака в экспериментах на токамаках ФТ-2 и ТУМАН-3М. Максимальная энергия УЭ E_{RE}^{max} , полученная с использованием кода DeGaSum, показала достаточно хорошее согласие с результатами численных расчетов динамики ускорения УЭ, проведенных методом пробной частицы. Численные расчеты рождения и ускорения электронов для параметров токамака ФТ-2 также показали, что часть убегающих электронов, рожденных на ранней стадии плазменного разряда, доживает до конца разряда. Это является возможной причиной выхода высокоэнергичных электронов на лимитер в конце плазменного разряда, при величине электрического поля ниже, чем в начальной фазе разряда. Численные расчеты ускорения электронов в разрядах на токамаке ТУМАН-3М вместе с экспериментальным наблюдением показали, что часть убегающих электронов, рожденных на ранней стадии плазменного разряда ($20 \text{ мс} < t < 35 \text{ мс}$), может сразу теряться, или их популяция не растет в достаточной мере для преодоления порога чувствительности детектора, что объясняется магнитной активностью на ранней стадии разряда. В то время как УЭ, родившиеся после $t \geq 35 \text{ мс}$, удерживаются в плазме до конца разряда.

Численный анализ и экспериментальное наблюдение с помощью спектрометра жесткого РИ также позволяют предположить, что предел, определяемый орбитальным сдвигом, является возможным ограничивающим механизмом ускорения УЭ в токамаках ФТ-2 и ТУМАН-3М. На токамаке ФТ-2 также возможным механизмом, ограничивающим рост энергии УЭ может быть резонансное $n=1$ взаимодействие релятивистских электронов с модуляцией тороидального магнитного поля.

Проведенные исследования продемонстрировали, что разработанная методика диагностики убегающих электронов может быть применена на токамаках различных размеров, от небольших экспериментальных установок, таких как ФТ-2 и ТУМАН-3М, до

больших реакторов, таких как JET или ИТЭР. В последнем случае использование спектрометрии жесткого РИ особенно многообещающе из-за способности гамма-спектрометров давать информацию о пучках УЭ, удерживаемых в плазме, до того, как они достигнут стенки токамака. Раннее обнаружение генерации УЭ в больших машинах является обязательным условием предотвращения аварий, связанных с неконтролируемыми процессами в плазме, приводящих, в частности, к выходу высокоэнергичных электронов на стенку.

Заключение

Успешная реализация проекта ИТЭР зависит от готовности научного сообщества ответить на вызовы, которые несут в себе невиданные до сего момента условия термоядерного эксперимента. Сейчас, как никогда ранее, востребованы новые передовые технологии, в том числе в области диагностики плазмы. Контроль генерации и поведения убегающих электронов в плазме ИТЭР является необходимым условием его безопасной эксплуатации.

В течение последних 20 лет в ФТИ им. А.Ф. Иоффе разрабатывались системы диагностики ускоренных электронов на компактных токамаках ФТ-2, ТУМАН-3М, Глобус-М, основанные на спектрометрических измерениях жесткого рентгеновского излучения. В результате выполненных работ произошел переход от измерений жесткого РИ в потоковом режиме к измерениям эволюции спектра РИ в течение разряда токамака с необходимым временным разрешением, что фактически позволило выполнять исследования роли убегающих электронов в наблюдаемых физических явлениях на новом качественном уровне.

Настоящее исследование подводит промежуточный итог этих работ. В ходе выполнения исследований были достигнуты следующие результаты:

1. Разработаны и введены в строй гамма-спектрометрические установки для диагностики УЭ на компактных токамаках ФТИ им. А.Ф. Иоффе ФТ-2, ТУМАН-3М и Глобус-М. В настоящее время на всех токамаках ФТИ им. А.Ф. Иоффе проводятся исследования поведения убегающих электронов с использованием самых передовых спектрометров $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ с устройствами записи сигнала со скоростью оцифровки 250 МГц и выше, позволяющие достичь скорости счета 10^7 c^{-1} . Системы регистрации жесткого рентгеновского излучения, используемые в плазменных экспериментах на токамаках ФТ-2, ТУМАН-3М, Глобус-М, являются отличной базой для деятельности по разработке гамма-спектрометрического комплекса международного термоядерного реактора ИТЭР.
2. Код DeGaSum, разработанный для восстановления энергетического распределения УЭ по измеренному тормозному излучению, адаптирован к обработке сигналов, полученных в экспериментах на компактных токамаках. Для этого проведено моделирование методом Монте-Карло процессов генерации тормозного излучения в токамаках и рассчитаны функции отклика используемых в экспериментах детекторов.

Результаты моделирования применены при обработке экспериментальных данных на токамаках ФТ-2, ТУМАН-3М, Глобус-М.

3. Разработанные гамма-спектрометрические установки и развитые методы гамма-спектрометрии были использованы в экспериментах на токамаках ФТ-2, ТУМАН-3М и Глобус-М. Это позволило наблюдать влияние неустойчивостей на удержание УЭ в токамаках. Применение быстрых детекторов $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ позволило анализировать энергетическое распределение УЭ во время пилообразных колебаний. Проведенные измерения продемонстрировали присутствие более высокоэнергичных электронов во вспышках жесткого РИ во время срывов по сравнению с периодами между срывами. Полученная на токамаке ТУМАН-3М в результате анализа энергетических распределений УЭ, восстановленных с помощью кода DeGaSum, оценка времени удержания УЭ во время пилообразной активности ~ 10 мс соответствует среднему коэффициенту радиальной диффузии $D_{u\bar{e}} \sim 0,8 \text{ м}^2/\text{с}$.
4. Эволюция максимальной энергии убегающих электронов в разрядах с нижнегибридной генерацией тока исследовалась с временным разрешением $1\div 5$ мс. В этих исследованиях корреляция между вводимой ВЧ мощностью и E_{max} наблюдалась только при низкой мощности, когда Z_{eff} слабо меняется во время ВЧ импульса. В этом случае замедление нарастания E_{max} обусловлено снижением величины напряжения на обходе плазмы.
5. Исследована эволюция максимальной энергии убегающих электронов в плазме токамаков ФТ-2 и ТУМАН-3М. Максимальная энергия УЭ, полученная с использованием кода DeGaSum, согласуется с результатами численных расчетов динамики ускорения УЭ, проведенных методом пробной частицы. На основании численного анализа и экспериментальных наблюдений с помощью спектрометров жесткого РИ был сделан вывод о том, что предел, определяемый орбитальным сдвигом траекторий убегающих электронов, является ограничивающим механизмом их ускорения в этих токамаках. На токамаке ФТ-2 дополнительным возможным механизмом, ограничивающим рост энергии УЭ, может быть резонансное $n=1$ взаимодействие релятивистских электронов с модуляцией тороидального магнитного поля за счет конечного числа катушек – эффект гофрировки магнитного поля.

Таким образом, перечисленные выше результаты позволяют сделать вывод об успешном решении поставленных задач и достижения цели исследования.

Благодарности

Автор выражает благодарность руководителю, Лебедеву Сергею Владимировичу, за мотивацию и научное руководство. Выражает признательность всем сотрудникам циклотронной лаборатории, и в особенности И.Н. Чугунову, Е.М. Хилькевичу, Д.Н. Дойникову, Д.Б. Гину, М.В. Ильясовой и И.А. Полуновскому, за многолетнее сотрудничество, терпение и дружбу. Сотрудников лаборатории физики высокотемпературной плазмы благодарит за бесценный опыт и возможность провести столь интересные исследования. Особенно признателен Сантошу Панде (Santosh Pandya) за героическую помощь в проведении численных расчетов и В.Г. Киптилому за всестороннюю помощь и гостеприимство. Благодарен всей своей семье за поддержку.

Список сокращений

НГГТ – нижегибридная генерация тока

УЭ – убегающие электроны

РИ – рентгеновское излучение

УОС – устройство оцифровки сигнала

ФЭРУЭ – функция энергетического распределения убегающих электронов

HXR – Hard X-rays - жесткое рентгеновское излучение

SXR – Soft X-rays - мягкое рентгеновское излучение

RE – runaway electrons – убегающие электроны

Литература

- [1] Driecer H. Electron and Ion Runaway in a Fully Ionized Gas. I // Phys. Rev. 1959. – Vol. 115. P. 238.
- [2] Dreicer H. Electron and Ion Runaway in a Fully Ionized Gas. II // Phys. Rev. 1960. – Vol. 117. P. 329.
- [3] Harrison E.R. Runaway and suprathermal particles // J. Nucl. Energy. 1960. – Part C 1. P. 105.
- [4] Harrison E.R. Acceleration of electrons in plasmas // J. Nucl. Energy. 1962. - Part C. Vol. 4. P. 7.
- [5] Jarvis O.N., Sadler G. and Thompson J.L. Photoneutron production accompanying plasma disruptions in JET // Nucl. Fusion 1988. – Vol. 28. P. 1981.
- [6] Wesson J.A., Gill R.D., Hugon M., et al. Disruptions in JET // Nucl. Fusion. 1989. – Vol. 29. P. 641.
- [7] Gill R.D., Alper B., de Baar M., et al. Behaviour of disruption generated runaways in JET // Nucl. Fusion. 2002. – Vol. 42. P. 1039.
- [8] Plyusnin V.V., Riccardo V., Jaspers R., et al. Study of runaway electron generation during major disruptions in JET // Nucl. Fusion. 2006. – Vol. 46 P. 277.
- [9] Reux C., Plyusnin V., Alper B., et al. Runaway electron beam generation and mitigation during disruptions at JET-ILW // Nucl. Fusion. 2015. – Vol. 55. 093013.
- [10] Nygren R., Lutz T., Walsh D., et al. Runaway electron damage to the Tore Supra Phase III outboard pump limiter // J.Nucl. Mater. 1997. – V. 241-243. P. 522.
- [11] Tamai H., Yoshino R., Tokuda S., et al. Runaway current termination in JT-60U // Nucl. Fusion. 2002. – Vol. 42. P. 290.
- [12] Fredrickson E.D., Bell M.G., Taylor G. and Medley S.S. Control of disruption-generated runaway plasmas in TFTR // Nucl. Fusion. 2015. – Vol. 55. 013006.
- [13] Tinguely R.A., Granetz R.S., Hoppe M. and Embréus O. Measurements of runaway electron synchrotron spectra at high magnetic fields in Alcator C-Mod // Nucl. Fusion. 2018. – Vol. 58. 076019.
- [14] Smith H., Helander P., Eriksson L.-G., et al. Runaway electrons and the evolution of the plasma current in tokamak disruptions // Phys. Plasmas. 2006. – Vol. 13. 102502.
- [15] Bazylev B., Arnoux G., Fundamenski W., et al. Modeling of runaway electron beams for JET and ITER // J. Nucl. Mater. 2011. – Vol. 415. P. S841.
- [16] Donné A. J. H., Costley A. E., Barnsley R., et al. Chapter 7: Diagnostics // Nucl. Fusion 2007. – Vol. 47. P. S337.

- [17] Lehnen M., Aleynikova K., Aleynikov P. B., et al. Disruptions in ITER and strategies for their control and mitigation // *J. Nucl. Mater.* 2015. – Vol. 463. P. 39.
- [18] Martín-Solís J.R., Loarte A. and Lehnen M. Formation and termination of runaway beams in ITER disruptions // *Nucl. Fusion.* 2017. – Vol. 57. 066025.
- [19] Knoepfel H. and Spong D.A. Runaway electrons in toroidal discharges // *Nucl. Fusion* 1979. – Vol. 19. P. 785.
- [20] **Shevelev A.**, Kiptily V., Chugunov I., et al. Study of runaway electrons with Hard X-ray spectrometry of tokamak plasmas // *AIP Conference Proceedings.* 2014. – Vol. 1612. P. 125.
- [21] Helander P., Eriksson L.-G., Andersson F. Runaway acceleration during magnetic reconnection in tokamaks. // *Plasma Phys. Control. Fusion.* 2002. – Vol. 44. P. B247.
- [22] Wilson C.T.R. The electric field of a thundercloud and some of its effects. // *Proc. Roy. Soc.* 1925. – Vol. 37. P. 32D.
- [23] Giovanelli, R.G. Electron energies resulting from an electric field in a highly ionized gas. // *Phil. Mag. Seventh Series.* 1949 – Vol. 40(301). P. 206.
- [24] Gurevich A.V. On the Theory of Runaway Electrons. // *Sov. Phys. JETP.* 1961. – Vol. 12. P. 904.
- [25] Kruskal M.D. and Bernstein I.B. On the theory of runaway electrons // *PPPL Report.* 1962. - MATT-Q-20. P. 174.
- [26] Cohen R. H. Runaway electrons in an impure plasma. // *Phys. Fluids.* 1976. – Vol. 19. P. 239.
- [27] Connor J.W. and Hastie R.J. Relativistic limitations on runaway electrons. // *Nucl. Fusion.* 1975. – Vol. 15. P. 415.
- [28] Paz-Soldan C., Eidietis N. W., Granetz R., et al. Growth and decay of runaway electrons above the critical electric field under quiescent conditions. // *Phys. of Plasmas.* 2014. – Vol. 21. 022514.
- [29] Nilsson E., Decker J., Peysson Y., et al., Kinetic modelling of runaway electron avalanches in tokamak plasmas. // *Plasma Phys. Control. Fusion.* 2015. – Vol. 57. No. 9. 095006
- [30] Sokolov Yu. A. Multiplication” of accelerated electrons in a tokamak // *JETP Lett.* 1979. – V.29. P.2 44.
- [31] Besedin N.T., Pankratov I.M. Stability of a runaway electron beam. // *Nucl. Fusion.* 1986. – Vol. 26. P. 807.
- [32] Jayakumar R., Fleischmann H.H., Zweben S.J. Collisional avalanche exponentiation of runaway electrons in electrified plasmas. // *Phys. Lett. A.* 1993. – Vol. 172. P. 447.

- [33] Rosenbluth M.N., Putvinski S.V. Theory for avalanche of runaway electrons in tokamaks. // Nucl. Fusion. 1997. – Vol. 37. P. 1355.
- [34] Chiu S.C., Rosenbluth M.N., Harvey R.W., et al. Fokker-Planck simulations mylb of knock-on electron runaway avalanche and bursts in tokamaks. // Nucl. Fusion 1998. – Vol. 38. p. 1711.
- [35] Jasper R., Finken K.H., Manket G.. et al. Experimental investigation of runaway electron generation in TEXTOR. // Nucl. Fusion. 1993. – Vol. 33. p. 1775.
- [36] Galvao R.M., Kuznetsov Yu.K., Nascimento I.C., et al. New regime of runaway discharges in tokamaks. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2001. – Vol. 43. P. 1181.
- [37] Vlasenkov V.S., Leonov V.M., Merezhkin V.G. and Mukhovatov V.S. The runaway electron discharge regime in the Tokamak-6 device. // Nucl. Fusion. 1973. - Vol. 13. P. 509.
- [38] Martin-Solis J.R., Loarte A. and Lehnen M. Runaway electron dynamics in tokamak plasmas with high impurity content. // Phys. Plasmas. 2015. – Vol. 22. 092512.
- [39] Iida H., Khripunov V., Petrizzi L., and Federici G. Nuclear analysis report (NAR). Nuclear Analysis Group, ITER Naka&Garching JointWork Sites. // ITER Report. 2004. - G 73 DDD 2 W 0.2.
- [40] Fussmann G. On the motion of runaway electrons in momentum space. //Nucl. Fusion. 1979. – Vol. 19. P. 327.
- [41] Martin-Solis J. R., Alvarez J. D. and Sanchez R. Momentum–space structure of relativistic runaway electrons. // Phys. Plasmas. 1998. – Vol. 5. P. 2370.
- [42] Martin-Solis J.R., Sánchez R., Esposito B. Effect of magnetic and electrostatic fluctuations on the runaway electron dynamics in tokamak plasmas. // Phys. Plasmas. 1999. – Vol. 6. P. 3925.
- [43] Martin-Solis J.R., Esposito B., Sanchez R. and Alvarez J.D. Energy limits on runaway electrons in tokamak plasmas. // Physics of Plasmas. 1999. - Vol. 6. No. 1. p. 238.
- [44] Bakhtiari M., Kramer G. J., and Whyte D. G. Momentum-space study of the effect of bremsstrahlung radiation on the energy of runaway electrons in tokamaks. // Phys. Plasmas. 2005. – Vol. 12. 102503.
- [45] Fernández-Gómez I., Martín-Solís J. R., Sánchez R. Determination of the parametric region in which runaway electron energy losses are dominated by bremsstrahlung radiation in tokamaks. // Phys. Plasmas. 2007. – Vol.14. 072503.
- [46] L. Laurent, J.M. Rax, Europhys. Lett. 11 (1990), p 219.
- [47] B. Kurzan, K.-H. Steuer, G Fussman, Dynamics of Runaway Electrons in the Magnetic Field of a Tokamak. // Phys. Rev. Lett. 1995. – Vol. 75. P. 4626.

- [48] Jaspers R.J. Relativistic runaway electrons in tokamak plasmas. // Ph.D. thesis. Technical University Eindhoven. 1995 - <https://pure.tue.nl/ws/files/1475618/431410.pdf>
- [49] Esposito B., Martín-Solís J.R., Poli F.M., et al. Dynamics of high energy runaway electrons in the Frascati Tokamak Upgrade. // Phys. of Plasmas. 2003. – Vol. 10. P. 2350.
- [50] Параил В.В., Погуце О.П., Ускоренные электроны в токамаке. // Вопросы теории плазмы. Под общ. ред. акад. М.А. Леонтовича и Б.Б. Кадомцева. 1982.– Москва: Энергоиздат., Вып. 11. с. 5-55.
- [51] Аликаев В.В., Разумова К.А., Соколов Ю.А. Неустойчивость, связанная с пучком убегающих электронов в токамаке ТМ-3. // Физика плазмы. 1975. - Том.1. Вып.4. с. 546-555.
- [52] Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. // Москва, Энергоатомиздат, 1993.
- [53] Dorenbos P., de Haas J. T. M., and van Eijk C. W. E. Gamma Ray Spectroscopy With a $\text{Ø}19 \times 19 \text{ mm}^3 \text{ LaBr}_3:0.5\% \text{ Ce}^{3+}$ Scintillator. // IEEE Transactions on Nuclear Science. 2004. - Vol. 51. No. 3. P. 1289.
- [54] Peysson Y., Coda S., Imbeaux F. Hard X-ray CdTe tomography of tokamak fusion plasmas. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. A. 2001. – Vol. 458. P. 269.
- [55] Yang H. Y., Chen Z. Y., Huang D. W., et al. Vertical fast electron bremsstrahlung diagnostic on J-TEXT tokamakю // Review of Scientific Instruments. 2018. – Vol.89. 10F126.
- [56] Саврухин П. В., Шестаков Е. А., Храменков А. В. Пространственно-временная эволюция ускоренных электронов при развитии неустойчивости срыва в плазме токамака Т-10. // Физика плазмы. 2018. - Том 44, № 12. с. 951.
- [57] Kiptily V.G., Gorini G., Tardocchi M., ..., **Shevelev A.**, et al. Doppler broadening of gamma ray lines and fast ion distribution in JET plasmas. // Nucl. Fusion. 2010. – Vol.50. 084001.
- [58] Nocente M., Tardocchi M., Kiptily V.G. ..., **Shevelev A.**, et al. High-resolution gamma ray spectroscopy measurements of the fast ion energy distribution in JET 4He plasmas. // Nucl. Fusion. 2012. – Vol. 52. 063009.
- [59] Causa F., Buratti P., Esposito B., et al. Cherenkov emission provides detailed picture of non-thermal electron dynamics in the presence of magnetic islands. // Nucl. Fusion. 2015. – Vol. 55. 123021.
- [60] <https://www.crystals.saint-gobain.com/products/nai-sodium-iodide>
- [61] Hofstadter, R. The Detection of Gamma-Rays with Thallium-Activated Sodium Iodide Crystals. // Physical Review. 1949. – Vol. 75(5). P. 796.

- [62] <https://www.crystals.saint-gobain.com/products/csiftl-cesium-iodide-thallium>
- [63] <https://www.crystals.saint-gobain.com/products/bgo>
- [64] <https://www.crystals.saint-gobain.com/products/baf2-barium-fluoride>
- [65] <https://www.crystals.saint-gobain.com/products/prelude-420-LYSO>
- [66] <https://www.crystals.saint-gobain.com/products/standard-and-enhanced-lanthanum-bromide>
- [67] van Loef E.V.D., Dorenbos P., van Eijk C. W. E., et al. High-energy-resolution scintillator: Ce³⁺ activated LaBr₃. // Applied Physics Letters. 2001. – Vol. 79, p. 1573.
- [68] Nocente M., Tardocchi M., Olariu A., ..., **Shevelev A.E.**, et.al. High resolution gamma ray spectroscopy at MHz counting rates with LaBr₃ Scintillators for fusion plasma applications // IEEE Transactions on Nuclear Science. 2013. v.60. 2. pp. 1408-1415
- [69] <https://www.advatech-uk.co.uk/cebr3.html>
- [70] Photomultiplier tubes. Basics and Applications. // Hamamatsu Photonics K.K. Third edition (Edition 3a). 2007. -
https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/PMT_handbook_v3aE.pdf
- [71] Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. // Москва. Атомиздат. 1977.
- [72] Гин Д. Б., Чугунов И. Н., **Шевелев А. Е.** Развитие методики высокоскоростной гамма-спектрометрии. // Приборы и Техника Эксперимента. 2008. - № 2. с. 89. А4
- [73] Flamanca J. and Rozsa C. Compact LaBr₃: Ce Gamma Ray Detector with Si-APD Readout. // AIP Conference Proceedings. 2009. – Vol. 1099. https://www.crystals.saint-gobain.com/sites/imdf.crystals.com/files/documents/compact_brilliance_gamma_ray_detector_with_si-apd_readout_69799.pdf
- [74] Zychor I., Boltruczyk G., Burakowska A., et al. High performance detectors for upgraded gamma ray diagnostics for JET DT campaigns. // Phys. Scr. 2016. – Vol. 91. 064003.
- [75] Rigamonti D., Broslawski A., Fernandes A., et al. The upgraded JET gamma-ray cameras based on high resolution/high count rate compact spectrometers. // Review of Scientific Instruments. 2018. – Vol. 89. 10I116.
- [76] Dal Molin A., Martinelli L., Nocente M., et al. Development of a new compact gamma-ray spectrometer optimised for runaway electron measurements. // Review of Scientific Instruments. 2018. – Vol. 89. 10I134.
- [77] Есипов Л.А., Итс Е.Р., Киптиль В.Г., Крикунов С.В., ..., **Шевелев А.Е.** Комбинированная диагностика ускоренных электронов в токамаке ФТ-2. // Физика плазмы. 1998 г. - Т. 24. 3. с. 257. **A2**

- [78] Budnikov V.N., Djachenko V.V., Esipov L.A., ..., **Shevelev A.E.**, Yaroshevich S.P. Behavior of accelerated electrons in OH plasma, during low hybrid current drive and ion heating in the FT-2 tokamak // 25-th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Praha, 29 June - 3July. 1998. - ECA Vol. 22C.E-051. P. 1360.
- [79] Budnikov V.N., Esipov L.A., Its E.R., ..., **Shevelev A.E.**, Yaroshevich S.P. Behavior of accelerated electrons during and after the fast vortex electric field ramp up in the FT-2 tokamak plasma // 26-th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Maastricht, The Netherlands, 14 – 18 June 1999. - ECA Vol. 23J, P4.097, 1741-1744. A
- [80] Gusev V.K., Anan'ev A.S., Burtseva T.A., et al. Operational limits and plasma stability in OH discharge of Globus-M spherical tokamak. // 28th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys. Funchal. 18-22 June 2001. - ECA Vol. 25A 1317-1320.
- [81] Gusev V.K., Chugunov I.N., Dech A.V.,..., **Shevelev A.E.** Runaway Electrons Acceleration in Globus-M Spherical Tokamak. // 29th EPS Conference on Plasma Phys. and Contr. Fusion, Montreux, 17-21 June 2002 - ECA Vol. 26B, P-4.104. A
- [82] **Шевелев А.Е.**, Чугунов И.Н., Гусев В.К. и др. Исследования убегающих электронов на токамаке Глобус-М. // Физика Плазмы. 2004. - т.30. вып. 2. с.180. **A3**
- [83] Kiptily V.G., Chugunov I.N., Gin D.B., **Shevelev A.E.**, et.al. Advanced Data Acquisition System for Gamma-Ray Spectrometry in JET. // 33rd EPS Conference on Plasma Phys. Rome, 19 - 23 June 2006 - ECA Vol.30I. P-1.077.
- [84] Rozhdestvensky V.V., Lashkul S.I., Dyachenko V.V., ... **Shevelev A.E.**, Shatalin S.V., Nonthermal Microwave Emission Features under the Plasma Ohmic Heating and Low-hybrid Current Drive in the FT- 2 Tokamak. // Energy and Environmental Engineering. 2015. - Vol. 3(3). P. 42.
- [85] **Shevelev A.E.**, Khilkevitch E.M., Lashkul S.I., et al. High performance gamma-ray spectrometer for runaway electron studies on the FT-2 tokamak. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2016. - Vol. 830. P. 102. **A12**
- [86] Chugunov I.N., **Shevelev A.E.**, Gin D.B., et al. Development of gamma-ray diagnostics for ITER. // Nucl. Fusion. 2011. – Vol. 51. 083010. **A7**
- [87] **Shevelev A.E.**, Khilkevitch E.M., Kiptily V.G., et al. Reconstruction of distribution functions of fast ions and runaway electrons in fusion plasmas using gamma-ray spectrometry with applications to ITER. // Nuclear Fusion. 2013. - Vol. 53. 123004. **A10**
- [88] **Shevelev A.E.**, Khilkevitch E.M., Lashkul S.I., et al. Runaway electron studies with hard x-ray and microwave diagnostics in the FT-2 lower hybrid current drive discharges. // Nuclear Fusion. 2018. - vol. 58. 016034. **A15**

- [89] **Shevelev A.**, Khilkevitch E., Tukachinsky A., et al. Study of runaway electrons in TUMAN-3M tokamak plasmas // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2018. – Vol. 60. No.7. 075009 **A14**
- [90] А.С. Тукачинский, Л.Г. Аскинази, И.М. Балаченков, ..., **А.Е. Шевелев.** Альфвеновские колебания в омических разрядах с убегающими электронами в токамаке ТУМАН-3М. // Письма в ЖТФ. 2016. - том 42. вып. 24. с. 72. **A13**
- [91] **Shevelev A.E.**, Chugunov I.N., Gusev V.K., et al. Reconstruction of Energy Distribution of Runaway Electrons from HXR Spectra Measured in the Globus-M Spherical Tokamak. // 31st EPS Conference on Plasma Phys. London. 2004. - ECA Vol.28G, P-1.194.
- [92] X-5 Monte Carlo Team. MCNP — a general Monte Carlo N-Particle transport code, version 5. Vol I: Overview and Theory // Los Alamos National Laboratory. 2003. - https://laws.lanl.gov/vhosts/mcnp.lanl.gov/pdf_files/la-ur-03-1987.pdf
- [93] Хилькевич Е.М., **Шевелев А.Е.**, Чугунов И.Н., и др. Применение методов деконволюции к спектрам гамма-излучения термоядерной плазмы // Письма в ЖТФ. 2013. - том 39. Вып. 1. С. 19. **A8**
- [94] Meng L. and Ramsden D. An inter-comparison of three spectral-deconvolution algorithms for gamma-ray spectroscopy. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2000. – Vol. 47. P. 1329.
- [95] Vardi Y., Shepp L.A. and Kaufman L. A Statistical Model for Positron Emission Tomography. // J. Am. Stat. Assoc. 1985. - Vol. 80. P. 8.
- [96] Richardson W.H., Bayesian-Based Iterative Method of Image Restoration. // J. Opt. Soc. Am. 1972. – Vol. 62 P. 55.
- [97] Lucy L.B., An iterative technique for the rectification of observed distributions // Astron. J. 1974. – Vol. 79. P. 745.
- [98] **Shevelev A.E.**, Gusev V.K., Chugunov I.N., et al. Peculiarity of Runaway Electrons Behavior in Globus-M Tokamak // Proc. 30th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys., St. Petersburg, 7-11 July 2003 - ECA Vol. 27A, P-2.77.
- [99] Zaveryaev V., Chugunov I., **Shevelev A.**, Kiptily V. Experimental nuclear physics methods // Monograph. “Fusion Physics”. Edited by Mitsuru Kikuchi, Karl Lackner, Minh Quang Tran. International Atomic Energy Agency. Vienna. 2012. - С. 412-426. **A1**
- [100] Bulanin V.V., Askinazi L.G., IChugunov.N., ..., **Shevelev A.E.**, et al. Influence of low-frequency MHD bursts on plasma rotation near the peripheral transport barrier in TUMAN-3M tokamak. // Proc. 33rd EPS Conference on Plasma Phys., Rome, 19 - 23 June 2006 - ECA Vol.30I, P-4.106.

- [101] Savrukhin P.V. Generation of Suprathermal Electrons during Magnetic Reconnection at the Sawtooth Crash and Disruption Instability in the T-10 Tokamak. // *Phys. Rev. Lett.* 2001. – Vol. 86. P. 3036.
- [102] Дьяченко В.В., Гусев В. К., Ларионов М. М., ..., **Шевелев А.Е.**, и др. Безындукционное создание плазмы и генерация тока в сферическом токамаке Глобус-М. // *Физика Плазмы*. 2013. - том 39, № 3, с. 219. **A9**
- [103] Dyachenko V.V., Chernyshev F.V., Chugunov I.N., ..., **Shevelev A.E.**, et al., Non-inductive Plasma Current Start-up and Drive by RF Power in the Globus-M Spherical Tokamak. // *Proc. 37th EPS Conf. on Plasma Phys.*, Dublin. 2010. ECA. V. 34F. P-5.151.
- [104] Dyachenko V.V., Chernyshev F.V., Gusev V.K., ..., **Shevelev A.E.**, et al., Plasma current start-up and drive by RF power in the Globus-M spherical tokamak. // *Proc. 38th Conf. on Plasma Phys.*, Strasburg. 2011. - P-4.098.
- [105] Parail V.V. and Pogutse O.P. The kinetic theory of runaway electron beam instability in a tokamak. // *Nucl. Fusion*. 1978. – Vol. 18. P. 303.
- [106] Lashkul S.I. et al 2015 *Nucl. Fusion* 55 073016
- [107] Entrop I. Confinement of relativistic runaway electrons in tokamak plasmas. // PhD Thesis. Technische Universiteit Eindhoven. 1999. - <http://alexandria.tue.nl/extra2/9903850.pdf>
- [108] Esposito B., Boncagni L., Buratti P., et al. Runaway electron generation and control. // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2016. – Vol 59. 014044.
- [109] Nocente M., Tardocchi M., Chugunov I., Pereira R. C., Edlington T., Fernandes A.M., Gin D., Grosso G., Kiptily V., Murari A., Neto A., Perelli Cippo E., Pietropaolo A., Proverbio I., **Shevelev A.**, Sousa J., Syme B., Gorini G., Energy resolution of gamma-ray spectroscopy of JET plasmas with a LaBr₃ scintillator detector and digital data acquisition // *Review of Scientific Instruments*. 2010. - Vol. 81, No.10, 10D321. **A11**
- [110] Nocente M., **Shevelev A.**, Giacomelli L., Pautasso G., Tardocchi M., Gin D., Gobbin M., Gorini G., Fernandes A., Herrmann A., Khilkevitch E., Panontin E., Papp G., Pereira R.C., Salewski M., Tardini G., Valisa M., High resolution gamma-ray spectrometer with MHz capabilities for runaway electron studies at ASDEX Upgrade // *Review of Scientific Instruments*. 2018. - Vol. 89, No.10. 101124. **A16**

Список иллюстраций

Рисунок 1 – Поток искр, возникающих в результате взаимодействия пучка УЭ с лимитером во время спада тока плазмы в конце разряда Alcator C-Mod.....	5
Рисунок 1.1 – Скорости обычной и лавинной генерации УЭ как функция силы поля ...	21
Рисунок 1.2 – $v_T \equiv (I/n_T) \cdot (dn_r/dt)_T$ в зависимости от критической энергии для генерации убегающих электронов, E_c (нормирована на единицу при $E_c = 0$).....	23
Рисунок 1.3 – Нормализованное распределение гамма-излучение в ИТЭР.....	24
Рисунок 1.4 – $v_\gamma \equiv (I/n_e) \cdot (dn_r/dt)_{\text{comp}}$ в зависимости от критической энергии для генерации убегающих электронов, E_c (нормирована на единицу при $E_c = 0$).....	24
Рисунок 2.1 – Гамма-спектр зарегистрированный LaBr ₃ (Ce) детектором, при облучении бериллиевой мишени ионами гелия.....	35
Рисунок 2.2 – Зависимость линейного коэффициента поглощения фотонов в LaBr ₃ (Ce) (сплошная линия) NaI(Tl)(пунктирная линия) от их энергии для различных видов взаимодействия: а) фотоэлектрическое поглощение; б) комптоновское рассеяние; с) рождение пар; д) полное поглощение	36
Рисунок 2.3 – Аппаратурный спектр HPGe детектора, зарегистрированный при измерении излучения источника ⁶⁰ Co (линии 1173,2 и 1332,5 кэВ).....	38
Рисунок 2.4 – Аппаратурный спектр детектора на основе жидкого сцинтиллятора BC-501A Ø50,2 мм × 50,2 мм, зарегистрированный при измерении излучения источника ²² Na (линии 511 и 1275 кэВ).....	39
Рисунок 2.5 – Аппаратурный спектр детектора LaBr ₃ (Ce) Ø76 мм × 76 мм, зарегистрированный при измерении излучения источника ⁶⁰ Co.....	43
Рисунок 2.6 – Схема фотоэлектронного умножителя головного типа.....	44
Рисунок 2.7 – Типичные характеристики спектрального отклика фотокатодов в режиме пропускания.....	45
Рисунок 2.8 – Макет детектора вертикального спектрометра ИТЭР: а) детекторный модуль LaBr ₃ (Ce) (Ø25,4 мм × 76,2 мм)+APD в сборе; б) кристаллы LaBr ₃ (Ce); в) спектр источников Cs-137 и Co-60, зарегистрированный LaBr ₃ (Ce)+APD детектором.....	50
Рисунок 2.9 – Иллюстрация нелинейности Si-ФЭУ на основе MPPC Hamamatsu S13361-3050NE-04. Синими точками показаны экспериментальные данные, полученные путем подсвечивания светодиодом матрицы MPPC и соответствующие положению пика полного поглощения при регистрации гамма-излучения детектором с кристаллом LYSO. Сплошная линия показывает ожидаемые результаты для идеально линейной зависимости коэффициента усиления системы	51

Рисунок 2.10 – LaBr ₃ (Ce) кристалл и фотоприемник на основе MPPC Hamamatsu S13361-3050NE-04	52
Рисунок 3.4 – Блок-схема программно-управляемого спектрометра NXR диагностики на токамаке ФТ-2	55
Рисунок 3.5 – Энергетические спектры жесткого рентгеновского излучения, зарегистрированный в разряде на токамаке ФТ-2, с линейной (а) и логарифмической (б) шкалой по оси ординат.....	56
Рисунок 6.3 – Схема расположения сцинтилляционного детектора около камеры токамака Глобус-М (вид сверху).....	57
Рисунок 3.4 – Принципиальная блок-схема NXR диагностической системы на токамаке Глобус-М до 2002 г.	58
Рисунок 3.5 – Структура измерительной системы, использованной на токамаке Глобус-М	61
Рисунок 3.6 – Схема расположения сцинтилляционных детекторов (вид сверху).	63
Рисунок 3.7 – Сигнал, записанный с детектора NXR и результат разделения наложенных импульсов: а) одиночный импульс; б) совпадение трех импульсов. Линиями показана аппроксимация импульсов по формуле 3.2.....	65
Рисунок 3.8 – Пример построения амплитудного спектра из осциллограммы сигнала детектора NaI(Tl), записанной в NXR измерениях на токамаке Глобус-М: а) энергетический спектр NXR излучения в разряде Глобус-М; б) осциллограмма сигнала, использованная для построения спектра (а); в) Увеличенный участок осциллограммы сигнала	67
Рисунок 3.9 – Сигналы разряда Глобус-М №5082: а) I _p – ток плазмы; б) n _e – электронная плотность, интегрированная по центральной вертикальной хорде; в) сигнал датчика Мирнова; г) NXR-монитор; д) скорость счета традиционного АЦП (отсчетов за 2 мс); е) осциллограмма сигнала детектора, записанная УОС АМВРСМ/ADM212x10М	69
Рисунок 3.10 – Блок схема сравнительных экспериментов с радиоактивными источниками на JET	70
Рисунок 3.11 – Примеры γ-спектров, полученных при одной и той же загрузке. Вверху с помощью анализатора Канберра, внизу – с помощью методики быстрой спектрометрии (УОС – АМВРСМ/ADM414x60М). Используются источники ²² Na(0.511 и 1.275 МэВ) ⁸⁸ Y(0.898 и 1.836 МэВ) и ⁶⁰ Co(1.173 и 1.333 МэВ).....	71
Рисунок 3.12 – Скорости счета высокоскоростной (1 – УОС) и традиционной (2 – анализатор Канберра) методик	72

Рисунок 3.13 — схема расположения гамма-детектора возле камеры токамака ФТ-2 с двумя полоидальными лимитерами	73
Рисунок 3.14 – Фотография устройства оцифровки сигнала ADP201X/ADM214x400M74	
Рисунок 3.15 – Схема расположения HXR детекторов возле камеры токамака ТУМАН-3М. Вид сверху	75
Рисунок 4.1 – Геометрия, в которой проводился расчет спектров тормозного излучения	80
Рисунок 4.2 – Расчетная функция отклика детектора NaI(Tl) на излучение, вызванное электронами с энергией $5 < E_{\nu} < 5,5$ МэВ	81
Рисунок 4.3. – Восстановление распределения убегающих электронов из измеренного спектра жесткого РИ на токамаке Глобус-М: а) черные точки – измеренный HXR спектр, синяя линия – результат суперпозиции функций отклика детектора; б) Полученное энергетическое распределение электронов, вышедших на лимитер..	84
Рисунок 4.4 – Результаты MCNP расчетов тормозного излучения, связанного с взаимодействием моноэнергетических электронов 3, 6 и 9 МэВ с лимитером в поле зрения детектора LaBr ₃ (Ce) на токамаке ФТ-2	87
Рисунок 4.5 – Энергетическое распределение потоков тормозного излучения, излучаемого в поле зрения детекторов, рассчитанное с использованием кода MCNP, связанное с взаимодействием моноэнергетических электронов с энергией 5 МэВ с материалом лимитера в направлении HXR детекторов на токамаке ТУМАН-3М: синяя точечная линия – для детектора D1 с линией обзора навстречу движению электронов; красная штриховая линия – для детектора D2, с линией обзора против направления движения электронов; черная линия – распределение тормозного излучения, испускаемого в направлении D3 из дейтериевой плазмы с примесью углерода	88
Рисунок 4.6 – MCNP модель детекторного модуля LaBr ₃ (Ce) Ø25,4×76,2 мм ² с радиационной защитой, использованного в измерениях на токамаке ФТ-2.....	89
Рисунок 4.7 – Функции отклика детектора LaBr ₃ (Ce) Ø25,4 мм×76,2 мм, использованного в измерениях на токамаке ФТ-2, рассчитанные для моноэнергетических гамма-квантов 3, 6 и 9 МэВ	90
Рисунок 4.8 – Функции отклика детекторов на гамма-излучение с энергией 2, 5 и 8 МэВ, рассчитанные с использованием кода MCNP: а) LaBr ₃ (Ce) Ø25,4 мм × 76,2 мм, б) LaBr ₃ (Ce) Ø76,2 мм × 76,2 мм; в) NaI(Tl) Ø40 мм × 40 мм	91
Рисунок 4.9 – Аппаратурный спектр, измеренный детектором LaBr ₃ (Ce) Ø25,4 мм×76,2 мм при регистрации излучения точечного источника ⁶⁰ Co (черные точки) и восстановленный кодом DeGaSum спектр излучения источника (красная линия).	

- Синей линией показана свертка полученного энергетического распределения с функциями отклика детектора..... 92
- Рисунок 4.10 – Спектры жесткого РИ (черные точки, левые оси), измеренные в различных временных интервалах омического разряда ФТ-2 #06021510 с соответствующими функциями энергетического распределения убегающих электронов (ФЭРУЭ) (красные линии, правые оси). Синие пунктирные линии – свертки полученных распределений электронов с функциями отклика детектора 94
- Рисунок 4.11 – Восстановление ФЭРУЭ по модельному спектру НХР с низкой статистикой: (а) Модельный спектр НХР (черные точки) и результаты свертки полученной ФЭРУЭ с функциями отклика детектора; (б) модельная (красная пунктирная линия) и восстановленная (черная линия) функции распределения убегающих электронов 95
- Рисунок 4.12 – Иллюстрация получения E_{max} с ошибками измерений ($\pm \Delta E_{max}$) 96
- Рисунок 4.13 – Тестирование восстановления ФЭРУЭ в измерениях на токамаке ТУМАН-3М: а) Черные точки – спектр НХР, зарегистрированный во время разряда детектором D1; синяя линия – спектр НХР, соответствующий электронному распределению, показанному на рисунке (с); б) Черные точки – спектр НХР, зарегистрированный детектором D2; синяя линия – спектр НХР, соответствующий электронному распределению, показанному на рисунке (с); в) Энергетическое распределение УЭ, восстановленное по измеренному детектором D1 НХР спектру 97
- Рисунок 4.14 – Восстановление ФЭРУЭ по спектрам НХР, зарегистрированным одновременно детекторами LaBr₃(Ce) D1 и D2 в течение 30-100 мс разряда ТУМАН-3М # 17050310: а) спектр НХР, измеренный D1; б) ФЭРУЭ, восстановленная по НХР спектру D1; в) спектр НХР, измеренный D2; д) ФЭРУЭ, реконструированная по НХР спектру D2; е) спектр НХР, измеренный D3; ф) энергетическое распределение удерживаемых электронов в видимом для детектора D3 объеме, восстановленное по НХР спектру D3. Красными линиями показаны свертки полученных распределений электронов с функциями отклика детектора. Неопределенности распределений электронов отмечены штрихованными областями..... 99
- Рисунок 5.1 – Временные эволюции сигналов разряда № 5660 [82]: А) Интегральная плотность по вертикальной хорде R = 42 см; Б) сигнал зонда Мирнова №1; В) сигнал зонда Мирнова №2; Г) сигнал детектора жесткого РИ № 1; Д) сигнал детектора жесткого РИ №2. Период всплесков интенсивности жесткого рентгеновского излучения 85 мкс..... 102

- Рисунок 5.2 – Временные эволюции сигналов: (а) – линейная усредненная плотность плазмы, (b) – интенсивность излучения, (с) – сигнал магнитного зонда, (d) и (e) – интенсивность жесткого РИ с временем интегрирования 0,05 мс 103
- Рисунок 5.3 – Временные эволюции сигналов разряда Глобус-М № 6557 [82]: А) интегральная плотность по вертикальной хорде $R = 42$ см; Б) детектор мягкого РИ; В) зонд Мирнова №1; Г) детектор жесткого РИ № 1; Д) детектор жесткого РИ № 2. Период всплесков жесткого рентгеновского излучения около 1100 мкс. 105
- Рисунок 5.4 – Сигналы гамма-спектрометра во время пилообразных колебаний в разряде Глобус-М №8726: (а) Зависимость скорости счета спектрометра NaI (Тl) от времени во время пилообразных колебаний, зарегистрированных в разряде Глобус-М № 8726 [5]. Спектры жесткого РИ, зарегистрированные во время пилообразных колебаний в разряде Глобус-М: (b) между вспышками (срывами); (с) только во время вспышек (срывов) 106
- Рисунок 5.5 – Сигналы жесткого РИ и мягкого РИ во время пилообразных колебаний в разряде на токамаке ТУМАН-3М #17050308 [89]: а) временная зависимость скорости счета детектора D2; б) сигнал интенсивности мягкого РИ 107
- Рисунок 5.6 – Реконструкция энергетических распределений электронов, вышедших на лимитер во время пилообразных колебаний: а) спектр НХР (жесткого РИ), записанный во время пилообразных вспышек; б) восстановленная ФЭРУЭ для электронов, вышедших во время срывов «пилы»; с) спектр НХР, записанный между срывами «пилы»; d) восстановленная ФЭРУЭ для электронов, вышедших на лимитер между срывами «пилы» 108
- Рисунок 5.7 – Сигналы разряда ФТ-2 №071916_13 [88]: а) сигнал микроволнового радиометра 10 ГГц; б) монитор жесткого РИ (черная линия) и ВЧ-импульс НГГТ (красная пунктирная линия); в) сигнал датчика Мирнова 110
- Рисунок 5.8 – Результаты измерения интенсивности жесткого РИ, полученные в течение 26,5–28,5 мс разряда ФТ-2 №060116_21 и расчеты спектров убегающих электронов: а) временная диаграмма скорости счета детектора LaBr₃(Ce); б) спектр жесткого РИ, записанный во время вспышек (черные точки, левая ось), восстановленный спектр УЭ (красная линия, правая ось) и результат свертки спектра УЭ с функцией отклика детектора (синяя штриховая линия, левая ось); с) спектр жесткого РИ, записанный между вспышками (черные точки, левая ось), восстановленный спектр УЭ (красная линия, правая ось) и результат свертки спектра УЭ с функцией отклика детектора (синяя линия, левая ось). Неопределенности полученных ФЭРУЭ представлены на рисунках (b) и (с) красными пунктирными линиями. 111

- Рисунок 5.9 – Пример эволюции основных параметров разряда в эксперименте по нижегибридной генерации тока на токамаке Глобус-М 113
- Рисунок 5.10 – Эволюция скорости счета детектора (отчетов за 1 мс) в течение разряда, усреднение по девяти разрядам (№№ 28161—28169)..... 115
- Рисунок 5.11 – Энергетический спектр рентгеновского излучения для $t = 180 - 190$ мс 115
- Рисунок 5.12 – Зависимость E_{max} от времени, усреднение за $\Delta t = 10$ мс 115
- Рисунок 5.13 – Формы сигналов в разрядах ОН ФТ-2 без (# 060215_10; сплошные синие линии) и с НГГТ (№060215_15; красные точки) [88]: а) I_p – ток плазмы; б) $\langle n_e \rangle$ – средняя плотность электронов; в) V_{loop} – напряжение обхода; д) скорость счета детектора жесткого РИ; е) I_{synch} – сигнал микроволнового радиометра (синхротронное излучение) [84]; ф) сигналы датчика Мирнова; г) λ_R – скорость генерации УЭ; х) количество быстрых электронов, выходящих на лимитер с энергиями $0,4 < E_{RE} < 2$ МэВ; и) число быстрых электронов, выходящих на лимитер с энергиями $E_{RE} > 2$ МэВ; j) общее число быстрых электронов, выходящих на лимитер с энергиями $E_{RE} > 0,4$ МэВ; к) E_{RE}^{max} – максимальная энергия убегающих электронов, выходящих на лимитер, полученная из расчетов DeGaSum 119
- Рисунок 5.14 – Эволюция E_{RE}^{max} в разрядах ФТ-2 с НГГТ: а) Измеренные максимальные энергии электронов, вылетевших на лимитер в разрядах ФТ-2 с различной вводимой нижегибридной мощностью: 66 кВт – черные треугольники, сплошная линия; 160 кВт – красные квадраты, пунктирная линия. Импульс НГГТ отмечен серой полосой; б) V_{loop} сигналы для импульсов с мощностью 66 кВт (сплошная черная линия) и 160 кВт (пунктирная красная линия) 120
- Рисунок 5.15. Эволюция основных параметров разрядов в токамаке ТУМАН-3М с омическим нагревом, используемая для исследований убегающих электронов [89]: а) I_p – ток плазмы; б) напряжение обхода; в) B_t – тороидальное магнитное поле; д) сигналы магнитной катушки (Мирнова); е) $\langle n_e \rangle$ – средняя плотность электронов; ф) T_e – температура электронов на магнитной оси 121
- Рисунок 5.16. Временная зависимость максимальной энергии УЭ в разрядах #17050305 (черные квадраты), # 17050308 (синие треугольники) и # 17050310 (красные круги) 122
- Рисунок 5.17 – Сравнение скорости генерации с динамикой потерь УЭ в разных диапазонах энергий, полученных кодом DeGaSum (детектор D2) для разрядов №17050305 (черные линии), №17050308 (синие линии) и №17050310 (красные линии): а) скорость потерь УЭ в диапазоне энергий $0,5 < E_{RE} < 2$ МэВ; б) скорость потерь УЭ в диапазоне энергий $E_{RE} > 2$ МэВ; в) общая скорость потерь УЭ в

- диапазоне энергий $E_{RE} > 0,5$ МэВ; d) скорость первичной генерации электронов; e) Расчетный ток УЭ 123
- Рисунок 5.18 – Оценка времени удержания убегающих электронов во время пилообразных колебаний в разрядах а) №17050305; б) №17050308; в) №17050310..... 125
- Рисунок 5.19 – Профили а) электронной температуры и б) плотности электронов, измеренные до (25 мс), и во время приложения импульса НГГТ (27-35 мс) с входной ВЧ мощностью 96 кВт 128
- Рисунок 5.20 – Сигналы разряда ФТ-2 #060116_21 [88]: а) ток плазмы I_p ; б) V_{loop} (сплошная синяя линия, левая ось) и средняя плотность электронов $\langle n_e \rangle$ (красная пунктирная линия, левая ось); в) сигнал датчика Мирнова (сплошная синяя линия, левая ось) и тороидальное поле B_t (красная пунктирная линия, правая ось); d) сигнал детектора синхротронного излучения (сплошная синяя линия, левая ось) и входная мощность ВЧ антенны (красная пунктирная линия, правая ось) e) эволюция числа электронов, вышедших на лимитер с $0,4 < E_{RE} < 2$ МэВ (сплошная синяя линия) и $E_{RE} > 2$ МэВ (красная пунктирная линия) 129
- Рисунок 5.21 – Смоделированная эволюция энергии фракции УЭ электронов, рожденных на $t_0 = 18$ мс и 20 мс во время плазменного разряда # 060116_21, и сравнение с E_{RE}^{max} , полученной кодом DeGaSum 131
- Рисунок 5.22 – Расчетные пределы максимальной энергии УЭ в сравнении с результатами моделирования и экспериментальными наблюдениями 134
- Рисунок 5.23 – Сравнение эволюции максимальной энергии УЭ (E_{max}^{RE}), полученной после обработки кодом DeGaSum спектров жесткого РИ, зарегистрированных детектором D2 для разряда ТУМАН-3М №17050308 (черные точки) и результатами численных расчетов энергии УЭ для тестовой частицы, рожденной на $t_0 = 35$ мс разряда. Ограничение максимальной энергии УЭ из-за предела орбитального сдвига и резонанса флуктуаций магнитного поля ($n = 1$) показаны на рисунке вместе с возможной эволюцией энергии фракции УЭ (dn_{RE}), рожденных на $t_0 = 20$ мс.. 135

Список таблиц

Таблица 2.1 – Характеристики некоторых кристаллических сцинтилляторов	40
Таблица 2.2 – Типичные характеристики спектрального отклика фотокатодов в режиме пропускания.....	46
Таблица 3.1 – Характеристики детекторов системы НХР диагностики на токамаке Глобус-М.....	63
Таблица 3.2 – Основные технические характеристики УОС АМВРСМ/ADM414×65М	64
Таблица 3.3 – Характеристики мультidetекторной НХР спектрометрической системы	76
Таблица 5.1. Максимальные энергии уходящих электронов, выходящих из плазмы ТУМАН-3М во время пилообразных колебаний.....	109