

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

на правах рукописи

Балаченков Иван Михайлович

**ИССЛЕДОВАНИЕ АЛЬФВЕНОВСКИХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ
СФЕРИЧЕСКОГО ТОКАМАКА ГЛОБУС-М/М2**

Специальность 1.3.9 – физика плазмы

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург – 2024

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

Научный руководитель:

Петров Юрий Викторович к.ф.-м.н., в.н.с. лаборатории методов нагрева и генерации тока плазмы
ФТИ им. А.Ф. Иоффе

Официальные оппоненты:

Мельников Александр Владимирович д.ф.-м.н., заместитель руководителя отделения токамаков по экспериментальной физике
НИЦ «Курчатовский институт»

Афанасьев Валерий Иванович д.ф.-м.н., главный научный сотрудник, зав. лабораторией атомных столкновений
ФТИ им. А.Ф. Иоффе

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук (ИЯФ СО РАН)

Защита состоится 19.12.2024 в 15:00 на заседании диссертационного совета ФТИ 34.01.03 Федерального государственного бюджетного учреждения науки Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук по адресу: 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., д. 26.

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

Автореферат разослан _____

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

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

Горбунова И.А.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность исследования

В современных токамаках актуальной является проблема удержания быстрых частиц [1, 2]. В ITER планируется [3] реализация режимов с коэффициентом усиления мощности $Q \sim 10$ (отношение выделенной термоядерной мощности к мощности внешнего нагрева без учета затрат на создание магнитного поля) в квази-непрерывном режиме. В этом режиме в течение продолжительного времени нагрев плазмы будет осуществляться преимущественно за счет энергии α -частиц, полученных в результате реакции синтеза (ожидается суммарное выделение термоядерной мощности до 1 ГВт [4]), а нагрев плазмы до термоядерных параметров будет происходить за счет энергии дополнительного нагрева (инжекция пучка атомов и радиочастотный нагрев) суммарной мощностью порядка 100 МВт. В существующих токамаках существенная доля энергии также доставляется в плазму системами дополнительного нагрева. Энергия быстрых частиц, образовавшихся за счет дополнительного нагрева или термоядерных реакций должна передаваться частицам основной плазмы посредством столкновений, увеличивая ее температуру. В плазме, однако, может развиваться множество неустойчивостей, имеющих различную природу, влияющих на перенос частиц и энергии. Одними из них являются собственные альфвеновские моды – поперечные МГД-волны, возникающие в замагниченной плазме, распространяющиеся вдоль линий магнитного поля. Альфвеновские волны могут существовать в широком диапазоне параметров: от плотной и горячей лабораторной плазмы установок с магнитным удержанием до холодной и разреженной плазмы космического пространства [5]. Резонансное взаимодействие альфвеновских волн с частицами может приводить к опасным последствиям для работы как термоядерного реактора, так и источника нейтронов, поскольку может приводить как к окончательным потерям быстрых частиц, так и к их переносу, что может существенным образом влиять на нейтронный выход [1]. Так для классических токамаков возбуждение тороидальных альфвеновских мод (ТАЕ) может приводить к потерям до 70% всех инжектированных в плазму ионов [6, 7, 8]. Для сферических токамаков эта проблема также является актуальной: например, на установке NSTX было зарегистрировано снижение нейтронного выхода до 15% во время т.н. альфвеновских лавин [9]. Сообщается также и о повреждениях элементов первой стенки токамака пучком ускоренных ионов, вышедшим на стенку в результате взаимодействия с альфвеновской волной [10]. Все это демонстрирует необходимость изучения альфвеновских волн в токамаках, а также предсказания потерь, возникающих при их распространении. Кроме того, успешно применяются отдельные методы диагностики параметров плазмы на основе так называемой магнитной спектроскопии [11]. Так, на основе спектров в альфвеновском диапазоне частот возможно определение запаса устойчивости [12, 13] и скорости вращения плазмы [14].

Степень проработанности темы исследования

Типы альфвеновских волн, возникающих в токамаках, режимы их возникновения и связанные с ними явления хорошо изучены и приводятся в ряде обзорных работ и монографий. Однако отдельные особенности, связанные в первую очередь с потерями быстрых ионов, являются менее изученными, особенно в сферических токамаках, где транспорт частиц и энергии отличается от классических. Кроме того, в связи с тем, что крупные установки, такие как MAST-U и NSTX-U еще не завершили модернизацию и не вышли на проектные параметры, в сферических токамаках остается не изучен диапазон тороидальных магнитных полей выше 0.5 Тл, в котором будут работать установки следующего поколения.

Цели и задачи научного исследования

Были поставлены следующие цели научного исследования:

- Исследовать особенности различных типов альфвеновских волн, возникающих в плазме токамака Глобус-М2.
- Определить характер и уровень потерь быстрых ионов, связанных с развитием ТАЕ в токамаках Глобус-М и Глобус-М2.
- Определить возможность применения методов анализа спектров сигналов магнитных зондов, полученных в режимах с альфвеновскими модами, в целях диагностики параметров плазмы токамака Глобус-М2.

Для достижения поставленных целей решались следующие научные и технические задачи:

1. Усовершенствовать зондовую диагностику, предназначенную для регистрации быстрых МГД-процессов на токамаке Глобус-М2, а именно:

- Установить четыре новых магнитных зонда в тороидальный массив и трехкоординатный зонд
- Разработать и изготовить полосовые фильтры для изолированного подключения тороидальных зондов
- Увеличить частотный диапазон измерений

2. Изучить особенности тороидальных альфвеновских волн (ТАЕ), возникающих в токамаке Глобус-М2 и ранее наблюдавшихся в токамаке Глобус-М, а именно определить пространственную и временную структуру, а также локализацию в пространстве.

3. Провести анализ данных, полученных в режимах с ТАЕ с помощью различных диагностических комплексов, применяемых на токамаках Глобус-М и Глобус-М2. Определить характер зависимости потерь быстрых частиц от амплитуды ТАЕ, тока плазмы и магнитного поля.

4. Провести сравнение скорости тороидального вращения плазмы, получаемой с помощью магнитной диагностики, с измеренной диагностикой активной спектроскопии перезарядки (CXRS). Установить возможность применения сигналов магнитной диагностики для оценки скорости вращения плазмы.

5. Изучить свойства мод на обращенном шире магнитного поля (RSAE), обнаруженных в токамаке Глобус-М2.

- Определить пространственную и временную структуру, а также локализацию в пространстве
- Апробировать применение сигналов магнитной диагностики в режимах с RSAE для магнитной спектроскопии запаса устойчивости
- Сравнить данные о запасе устойчивости, полученные из магнитной спектроскопии, с данными, полученными из моделирования равновесия.

6. Исследовать характеристики альфвеновских волн, возникающих на частотах вплоть до ионно-циклотронного диапазона.

Научная новизна

Впервые на сферическом токамаке в широком диапазоне тороидальных магнитных полей до 0.8 Тл проведено комплексное исследование альфвеновских мод. Обнаружены моды различного типа, проведена их идентификация, определена структура и локализация. Впервые на сферическом токамаке обнаружены альфвеновские «чирпинг»-моды, возбуждаемые быстрыми электронами в диапазоне частот порядка 1 МГц.

Для наиболее опасных (вызывающих наибольшие потери быстрых ионов) – тороидальных альфвеновских мод – получена зависимость потерь от амплитуды моды и величины тороидального магнитного поля и тока по плазме. Уменьшение потерь с ростом тока и поля позволяет сделать благоприятный прогноз для следующего поколения сферических токамаков с более высокими параметрами.

Теоретическая и практическая значимость работы

В рамках данной работы на токамаке Глобус-М2 был модернизирован комплекс диагностики магнитных зондовых измерений, увеличено число магнитных зондов и частотный диапазон измерений. Были разработаны программные средства для определения пространственной структуры и направления распространения волн в плазме, которые успешно применяются не только для исследования альфвеновских волн, но и для изучения других процессов, связанных с возмущением магнитного поля токамака. В контексте разработки будущего токамака Глобус-3 и установки – компактного термоядерного источника нейтронов, полученные в части изучения потерь быстрых частиц результаты, могут быть полезны для предсказания уровня потерь, связанных с альфвеновскими модами в проектируемых токамаках.

Результаты, полученные в связи с изучением возможности диагностической применимости результатов магнитных измерений, могут быть полезны для оценки параметров, прямое измерение которых в настоящее время не осуществляется.

Методология и методы исследования

Для регистрации возмущений магнитного поля применялись массивы магнитных зондов. Определение пространственной структуры зарегистрированного излучения осуществлялось методами спектрального и корреляционного анализа.

Для определения потерь быстрых частиц, вызванных тороидальными альфвеновскими модами, использовались данные различных корпускулярных диагностик. Выявление характера этих потерь осуществлялось методами регрессионного анализа.

При изучении влияния тороидального вращения плазмы на спектр тороидальных альфвеновских мод сравнивалась частота вращения плазмы, полученная из спектра магнитного зонда и частота вращения, полученная при помощи диагностики активной спектроскопии перезарядки, а также сравнивалась частота тороидальной альфвеновской моды, полученная из спектра магнитного зонда, с частотой тороидальной альфвеновской моды, вычисленной на радиусе, соответствующем максимальной интенсивности моды. Для определения радиуса максимальной интенсивности моды использовались данные диагностики доплеровского обратного рассеяния. Для определения запаса устойчивости использовались данные магнитного равновесия, восстановленного равновесным кодом.

Исследование альфвеновских каскадов производилось путем анализа спектров сигналов магнитных зондов, из которых определялось изменение частоты во времени. Временная эволюция частоты альфвеновского каскада пересчитывалась в величину запаса устойчивости в области его минимума. Сама область минимума запаса устойчивости определялась при помощи данных, полученных диагностикой доплеровского обратного рассеяния. Полученные таким способом данные о минимальном запасе устойчивости сравнивались с расчетом запаса устойчивости, произведенными с помощью транспортного кода.

Положения, выносимые на защиту

- Результат модернизации зондовой диагностики для измерения возмущений магнитного поля в высокочастотном диапазоне (до 125 МГц) для определения их структуры и поляризации.
- Результаты идентификации и определения пространственно-временной структуры трех типов альфвеновских мод, возникающих на токамаке Глобус-М2: тороидальных мод (ТАЕ), мод на обращенном шире магнитного поля (RSAE) и компрессионных альфвеновских мод (CAE).
- Линейная зависимость уровня потерь быстрых ионов от амплитуды ТАЕ по данным диагностики NPA и твердотельных детекторов (SPD). Экспериментально установленное снижение уровня потерь быстрых частиц с увеличением тороидального магнитного поля и тока по плазме в токамаке Глобус-М2.
- Результаты измерения скорости тороидального вращения плазмы по данным магнитной зондовой диагностики в режимах с продолжительными ТАЕ на токамаке Глобус-М2.
- Демонстрация применимости метода измерения минимума запаса устойчивости по данным магнитных измерений в режимах с модами на обращенном шире магнитного поля (RSAE) на токамаке Глобус-М2.
- Обнаружение впервые на сферическом токамаке альфвеновских «чирпинг»-мод, возбуждаемых быстрыми электронами в диапазоне частот порядка 1 МГц.

Апробация работы и достоверность исследования

Основные результаты, полученные в ходе настоящей работы, были сообщены в виде восьми докладов на российских и международных конференциях:

1. Балаченков И. М., Петров Ю. В., Патров М. И., Тукачинский А. С., // «Использование методов корреляционного анализа при изучении МГД-возмущений магнитными зондами на токамаках Туман-3М и Глобус-М». Стендовый доклад. Физика СПб 2019, Санкт-Петербург, 22-24 Октября 2019 г.
2. Балаченков И. М., Буланин В. В., Гусев В. К., Жильцов Н. С., Киселёв Е. О., Курский Г. С., Минаев В. Б., Патров М. И., Петров А. В., Петров Ю. В., Сахаров Н. В., Тельнова А. Ю., Щеголев П. Б., Яшин А. Ю. // «Измерение минимума коэффициента запаса устойчивости в токамаке Глобус-М2 при помощи МГД-спектроскопии» Стендовый доклад. Международная (Звенигородская) XLVII конференция по физике плазмы и УТС, Звенигород, 16 – 20 марта 2020 г.
3. Балаченков И. М., Бахарев Н.Н., Буланин В. В., Гусев В. К., Жильцов Н. С., Киселёв Е. О., Курский Г. С., Минаев В.Б., Патров М. И., Петров А.В., Петров Ю. В., Сахаров Н.В., Тельнова А. Ю., Щеголев П. Б., Яшин А. Ю. // «Изменение параметров альфвеновских волн в сферическом токамаке Глобус-М2, вызванное увеличением магнитного поля» Стендовый доклад. Конференция PhysicA.SPb/2020 20 – 22 Октября 2020 г.
4. Balachenkov I. M., Petrov Yu. V., Gusev V. K., Bakharev N.N., Bulanin V. V., Dyachenko V.V., Khromov N. A., Kiselev E. O., Konovalov A. N., Krikunov S. V., Kurskiy G. S., Minaev V. B., Patrov M. I., Petrov A.V., Ponomarenko A. M., Sakharov N. V., Shchegolev P. B., Telnova A. Yu., Tokarev V. A., Varfolomeev V. I., Yashin A. Yu., Zhiltsov N. S. // «Current Alfvén eigenmode research on Globus-M2 tokamak». Presentation (online). International Polytech-SOKENDAI Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion, 13 – 24 July 2020

5. Балаченков И. М., Буланин В. В., Гусев В. К., Жильцов Н. С., Киселёв Е. О., Курский Г. С., Минаев В.Б., Патров М. И., Петров А. В., Петров Ю. В., Пономаренко, А. М., Сахаров Н. В., Яшин А. Ю. // Обнаружение высокочастотных альфвеновских колебаний в омическом режиме и режимах с нижнегибридным нагревом на токамаке Глобус-М2. XLVIII Звенигородская (международная) конференция по физике плазмы и УТС, 15 – 19 марта 2021
6. Балаченков И.М., Бахарев Н.Н., Буланин В.В., Гусев В.К., Жильцов Н.С., Киселев Е.О., Курский Г.С., Минаев В.Б., Мирошников И.В., Патров М.И., Петров А.В., Петров Ю.В., Пономаренко А.М., Сахаров Н.В., Тельнова А.Ю., Щёголев П.Б., Яшин А.Ю. // «Использование собственного излучения плазмы в альфвеновском диапазоне частот для диагностики плазмы на токамаке Глобус-М2» Устный доклад. XIX Всероссийская конференция «Диагностика Высокотемпературной плазмы» 27 сент. – 1 окт. 2021 г.
7. И. М. Балаченков, Н. Н. Бахарев, В. И. Варфоломеев, В. К. Гусев, М. В. Ильясова, Г. С. Курский, В. Б. Минаев, М. И. Патров, Ю. В. Петров, Н. В. Сахаров, О. М. Скрекель, А. Ю. Тельнова, Е. А. Тюхменева, Е. М. Хилькевич, А. Е. Шевелев, П. Б. Щеголев. // «Потери быстрых ионов, вызванные тороидальными альфвеновскими модами в сферическом токамаке Глобус-М2». Презентация online. XLIX Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, Звенигород, 14 – 18 марта 2022 г.
8. Балаченков И.М., Бахарев Н.Н., Гусев В.К., Ильясова М.В., Коньков А.Е., Корнев П.С., Минаев В.Б., Патров М.И., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Скрекель О.М., Хилькевич Е.М., Шевелев А.Е. // «Пучок убегающих электронов приводит к появлению chirping-неустойчивостей на сферическом токамаке» Стендовый доклад. L Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС, Москва, 20 – 24 марта 2023 г.

Результаты исследования, а также данные, полученные в связи с применением результатов исследования опубликованы в 10 статьях в рецензируемых научных журналах.

Личный вклад автора

Автором **лично** изучена степень проработанности темы и написан обзор актуальных научных исследований по теме диссертации. Автором лично разработаны и внедрены новые диагностические средства и методика анализа возмущений магнитного поля магнитными зондами, позволившие получить данные о пространственно-временной структуре и поляризации всех типов альфвеновских мод, затронутых в диссертационном исследовании. Проведен анализ влияния тороидального вращения на спектр тороидальных альфвеновских мод. Получены данные о минимальном запасе устойчивости в разрядах с альфвеновскими каскадами. Получена регрессионная зависимость величины потерь быстрых ионов от комбинированных параметров.

Совместно с научным руководителем Ю. В. Петровым сформулированы тема, цели и задачи научного исследования, выработаны положения, выносимые на защиту, а также выводы к диссертации. Интерпретированы и обобщены результаты, полученные в рамках проделанной работы

Совместно с Бахаревым Н. Н. и Скрекель О. М. получена регрессионная зависимость величины потерь быстрых ионов от магнитного поля и тока плазмы. Получена зависимость величины просадок в сигналах полупроводниковых детекторов от амплитуды ТАЕ, использованная для построения регрессионной зависимости величины потерь быстрых ионов от параметров плазмы.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Диссертационная работа состоит из введения, основной части, включающей в себя 3 главы, заключения и списка литературы. Диссертация содержит 161 страницу, 62 рисунка, 1 таблицу и 2 приложения.

ВВЕДЕНИЕ

Во **введении** определяется актуальность исследования, степень проработанности темы, научная новизна, цели и задачи исследования, теоретическая и практическая значимость полученных результатов, формулируются положения, выносимые на защиту и определяется личный вклад автора в проведенное исследование. Также во введении приводится список докладов на научных конференциях, где была проведена апробация полученных результатов, а также публикаций в научных рецензируемых журналах, что демонстрирует определенную степень достоверности научных результатов.

ГЛАВА 1. КЛАССИФИКАЦИЯ АЛЬФВЕНОВСКИХ МОД И ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ИХ НАБЛЮДЕНИЮ

Глава 1 содержит обзор физических основ, обсуждаемых в настоящей работе явлений, экспериментов по наблюдению альфвеновских волн, а также экспериментальных техник и диагностик для их наблюдения и регистрации связанных с ними параметров плазмы. В Главе 1 вводится понятие альфвеновской волны [15], приводится анализ дисперсионного соотношения для МГД-волн в замагниченной плазме, вводятся понятия *шировой* и *магнитозвуковой* волн. Для широкой альфвеновской волны вводится понятие альфвеновского континуума в бесконечной однородной плазме с дисперсионным соотношением:

$$\omega = \pm k_{\parallel} \cdot c_A, \quad (1)$$

где $k_{\parallel} = k \cdot \cos\theta$ – компонента волнового вектора k в направлении силовых линий магнитного поля, θ – угол между направлением распространения волны и силовой линией магнитного поля, а величина

$$c_A = \frac{B_0}{\sqrt{4\pi\rho}} \quad (2)$$

называется *альфвеновской скоростью*. Показано, что в геометрии токамака волновой вектор k_{\parallel} (3) приобретает дискретные значения, определяющиеся набором целых чисел m и n – полоидальный и тороидальный номера моды [16].

$$k_{\parallel} = \frac{n - m/q}{R}, \quad (3)$$

где R – большой радиус токамака, а q – коэффициент запаса устойчивости. Альфвеновский континуум в токамаке представляет собой набор частотных ветвей, определяющихся номерами m и n . Показано, что моды альфвеновского континуума в токамаке подвержены затуханию за счет *перемешивания фаз*, а единственные области пространства, где возможно развитие альфвеновских мод в токамаке – области экстремумов альфвеновского континуума вблизи которых могут существовать собственные моды.

В главе 1 приводится классификация собственных альфвеновских мод, которые наблюдаются в плазме токамаков. Описываются следующие типы альфвеновских мод: тороидальные альфвеновские моды (и другие моды, возникающие в частотном зазоре), моды на обращенном шире магнитного поля (альфвеновские каскады), а также бета-индуцированные альфвеновские моды.

Тороидальные альфвеновские моды (ТАЕ). Существование этих мод возможно внутри частотного зазора, который возникает в альфвеновском континууме за счет того, что в токамаке магнитное поле, а вместе с ним и альфвеновская скорость, меняется периодически при движении вдоль силовой линии [16]. Периодическая модуляция магнитного поля приводит к формированию частотного зазора, возникающего на пересечении полоидальных гармоник с номерами m и $m + 1$ с одним номером n . Частота моды в зазоре дается соотношением:

$$f_{ТАЕ} = \frac{c_A}{4\pi q(r_0)R'} \quad (4)$$

где $q(r_0)$:

$$q(r_0) = \frac{m + 1/2}{n} \quad (5)$$

Ширина частотного зазора определяется амплитудой модуляции магнитного поля вдоль обхода тора и пропорциональна обратному аспектному отношению [17], из-за чего ТАЕ часто наблюдаются в сферических токамаках.

Помимо зазоров в альфвеновском континууме, возникающих за счет периодической неоднородности магнитного поля при обходе вдоль силовой линии, в токамаке допускается существование еще одного частотного зазора на низких частотах. Появление этого зазора объясняется учетом эффекта сжимаемости плазмы [18]. Моды, возникающие в таком зазоре, называются бета-индуцированными (БАЕ), поскольку существование этого зазора возможно только при относительно больших значениях плазменного бета [18] $\beta \gtrsim 1\%$. Физически появление бета-индуцированного зазора обусловлено тем, что на низких частотах развитию мод альфвеновского континуума препятствует газокINETическое давление плазмы. В этом зазоре также оказывается возможно существование дискретных мод на частоте, близкой к частоте геодезической акустической моды (ГАМ) $f_{ГЕО}$ [19].

$$f_{ГЕО}^2 = \frac{1}{(2\pi)^2 m_i R^2} \left(2 + \frac{1}{q^2}\right) \left(T_e + \frac{7}{4} T_i\right) \left(\frac{2}{1 + \kappa}\right), \quad (6)$$

где m_i – масса ионов, R – большой радиус тора, q – запас устойчивости, T_e и T_i – электронная и ионная температуры, κ – вытянутость.

Помимо тороидальных альфвеновских мод существуют и другие дискретные моды, не относящиеся к альфвеновскому континууму – моды на *обращенном шире* магнитного поля (RSAE), или *альфвеновские каскады* (АС) [20]. В области минимума q , производная $\partial\omega/\partial R$ также обращается в ноль, что дает возможность развития альфвеновской волны без затухания. Обращение магнитного шира происходит в токамаке как правило, за счет скин-эффекта, когда проникновение вихревого электрического поля в плазму запаздывает, и формируется профиль плотности тока, имеющий максимум, смещенный от магнитной оси. Обычно это происходит на стадии подъема тока.

Далее в главе приводится описание взаимодействия альфвеновских мод в токамаке с быстрыми (надтепловыми) ионами, основными источниками которых являются термоядерные реакции, инжекция атомных пучков высокой энергии (NBI) и нагрев на частоте ионно-циклотронного резонанса. Резонанс быстрых ионов происходит с продольной компонентой скорости быстрых частиц при выполнении условия резонанса

$$n\omega_\varphi - (m + l)\omega_\theta - \omega = 0, \quad (7)$$

где $\omega_\varphi \approx v_{\parallel}/R$ – частота обращения частицы по пролетной орбите в проекции на тороидальное направление, $\omega_\theta \approx v_{\parallel}/qR$ – в проекции на полоидальное направление, ω – частота моды, числа m и n – полоидальный и тороидальный номера моды, а l – номер гармоники Фурье-разложения скорости дрейфа. За передачу энергии отвечает поперечная компонента скорости быстрых частиц, возникающая за счет дрейфа в неоднородном и криволинейном магнитном поле. Передача энергии от частиц к волне может происходить при наличии положительных градиентов функции распределения частиц в фазовом пространстве, которая представима в виде $f(E, P_\varphi, \mu)$, где E – полная энергия, P_φ – тороидальный момент импульса, и μ – магнитный момент частицы, вращающейся по ларморовской орбите. При $\partial f/\partial E > 0$ или $\partial f/\partial P_\varphi > 0$ происходит передача энергии от быстрых ионов к альфвеновской волне, градиент $\partial f/\partial \mu$ играет существенную роль на частотах порядка ионно-циклотронной. В главе 1 также рассматриваются возможные каналы потерь быстрых частиц. Выделяют четыре типа [16] транспорта частиц в режимах с альфвеновскими модами, приводящих к потерям. Конвективный – режим потерь, когда частицы подвержены $[\mathbf{E} \times \mathbf{B}]$ дрейфу в электрическом поле волны и находятся в фазе с волной [21, 22]. Потери при таком режиме пропорциональны амплитуде волны. Диффузионный – режим, при котором частицы также подвержены дрейфу в поле волны, однако получают добавку к скорости в случайной фазе с волной [16, 21, 23]. В этом режиме уровень потерь пропорционален квадрату амплитуды. Третий тип – перенос на орбиты, где частицы не удерживаются. Этот режим является наиболее опасным, поскольку сообщается, что такой транспорт приводил к повреждениям камеры токамака [22]. Для этого механизма так же, как и для конвективного, характерна линейная зависимость от амплитуды [23]. Последний механизм – лавинный – происходит из-за существенного изменения распределения быстрых частиц, вызываемого развитием альфвеновской волны с большой амплитудой. Вследствие чего развиваются новые моды, приводящие к дополнительному транспорту. Этот механизм имеет пороговый характер по амплитуде [16].

В последнем разделе главы 1 рассматриваются различные диагностики, использующиеся для регистрации альфвеновских волн: магнитные зонды, корпускулярные диагностики (NPA, FILD, NIBP), диагностики, основанные на регистрации излучения из плазмы (BES, ECEI, рентгеновская томография, FIDA), СВЧ-рефлектометрия. Для диагностики измерений возмущений магнитного поля магнитными зондами подробно рассматриваются методы восстановления пространственной структуры волны при помощи анализа данных массивов магнитных зондов. Рассматривается спектральный метод – пространственное Фурье-разложение, и корреляционный – построение матрицы кросс-фаз, заключающийся в получении фазового сдвига между всевозможными парами зондов путем вычисления комплексного аргумента функции плотности мощности кросс-спектра (CPSD).

ГЛАВА 2. ТОКАМАК ГЛОБУС-М2. ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС И СИСТЕМЫ НАГРЕВА

Глава 2 содержит описание диагностического комплекса токамака Глобус-М2 [24, 25], режимов его работы и применяющихся на токамаке систем нагрева. Особое внимание в главе 2 уделено диагностическим системам, использующимся для регистрации альфвеновских волн, для регистрации связанных с ними потерь частиц и сопутствующих параметров плазмы. Токамак Глобус-М2 обладает мощной системой дополнительного нагрева и обширным диагностическим комплексом [A1, 26]. Устройства дополнительного нагрева представлены в виде двух инжекторов нейтралей мощностью до 1 МВт каждый, и

рассчитанных на энергию 18 – 30 кэВ (НИ-1) и 40 – 50 кэВ (НИ-2) [27], а также устройств нагрева и генерации тока плазмы на частотах нижегибридного (2.45 ГГц, 500 кВт) и ионно-циклотронного резонанса (7.5 – 30 МГц, до 1 МВт) [A1].

Особое внимание уделяется диагностикам токамака, сигналы которых были использованы в диссертационном исследовании. В частности, приводится описание проведенной модернизации магнитной диагностики. Изначально на токамаке Глобус-М были установлены два массива магнитных зондов, один из которых («полоидальный») установлен вдоль полоидального обхода, и другой – «тороидальный» – установлен вдоль тороидального обхода. Полоидальный массив представлен 28 магнитными катушками, ось катушки которых ориентирована тангенциально к камере токамака, и установленными вдоль всего полоидального обхода внутри трубок из аустенитной нержавеющей стали с толщиной стенки 0.5 мм. Эффективная площадь каждого из зондов $NS \approx 60 \text{ см}^2$. Тороидальный массив был представлен четырьмя зондами, установленными равномерно под углом 90° друг к другу в нижней полуплоскости. Зонды были ориентированы на регистрацию радиальной компоненты магнитного потока и имели эффективную площадь $NS \approx 60 \text{ см}^2$. Тороидальные зонды были установлены за графитовыми пластинами, что с одной стороны позволяет защитить их от тепловой нагрузки из плазмы, а с другой, позволяет электромагнитному излучению свободно проникать в область установки зондов через зазоры между плитками. Оцифровка сигналов зондов производилась с частотой 10^6 отсчетов в секунду.

В процессе модернизации было увеличено число зондов тороидального массива с 4 до 8, что позволило определять номера мод вплоть до $n=3$, а также изменена ориентация оси катушки с радиальной на тангенциальную, что согласуется с представлениями о направлении вектора возмущенного магнитного поля в широкой альфвеновской волне. Полоидальный массив при этом был сохранен. Кроме того, были внесены изменения в тракт прохождения сигналов: для осуществления гальванической развязки сигналов тороидального массива были разработаны двухканальные полосовые усилители с гальванической развязкой сигнального тракта. Каждый из двух каналов усилителя представляет собой комбинацию фильтров Баттерворта верхних и нижних частот второго порядка по схеме Саллена-Ки, и обладает возможностью подстройки коэффициента усиления в диапазоне до $k = 5$. Входной сигнал магнитного зонда разделяется на два канала: первый – «низкочастотный» с полосой пропускания в диапазоне 300 Гц – 30 кГц, второй – «высокочастотный» с полосой пропускания в диапазоне порядка 30 кГц – 3 МГц. Разделение на два канала предусмотрено для более эффективного использования динамического диапазона АЦП.

Для определения поляризации колебаний был установлен трехкоординатный зонд, состоящий из трех отдельных катушек, аналогичных катушкам, использующимся в тороидальном массиве, регистрирующих различные компоненты магнитного потока. Трехкоординатный зонд расположен в том же сечении, что и тороидальные зонды.

Для изучения альфвеновских волн в более высоком частотном диапазоне был установлен высокоскоростной АЦП с частотой дискретизации 250 млн. отсчетов в секунду и разрешением 16 бит. Установка этого АЦП позволила наблюдать компрессионные альфвеновские волны на частотах нескольких МГц, а также более высокочастотные процессы.

Для анализа потерь быстрых ионов использовались данные анализатора атомов перезарядки ACORD-24M [28]. Сигналы анализаторов записываются с минимальной длительностью окна 100 мкс и имеет по 12 каналов для регистрации атомов водорода и дейтерия, регулируемых в диапазоне 250 эВ – 35 кэВ. Этот анализатор установлен тангенциально к окружности с прицельным параметром 30 см – таким же, как и для инжектора НИ-1 (18 – 30 кэВ) и применяется для изучения энергетических спектров быстрых ионов с большими продольными скоростями, возникающих в процессе

нейтральной инжекции [29]. Для анализатора ACORD-24M предусмотрена возможность сканирования в вертикальном направлении в диапазоне углов от -10° до $+10^\circ$.

В моменты регистрации ТАЕ магнитными зондами наблюдался отклик на сигналах болометров, относящихся к диагностике радиационных потерь. Кратковременное увеличение сигнала во время вспышек ТАЕ наблюдалось на датчике “SPD wide band”, который представляет собой отдельный SPD-фотодиод, не перекрытый фильтрами. Датчик установлен в экваториальной плоскости, а его линия наблюдения направлена вслед направлению нейтральной инжекции [30]. Также когерентные сигналы во время вспышек ТАЕ наблюдались в отдельных каналах матрицы радиационных потерь, преимущественно в нижней периферийной области. Матрица радиационных потерь состоит из 256 аналогичных SPD-фотодиодов (16 строк и 16 столбцов) и является частью диагностики пространственного распределения радиационных потерь [31]. Частота оцифровки в каналах матрицы достигает 1 МГц, что позволяет регистрировать когерентные сигналы на частоте альфвеновской моды. Область обзора матрицы практически полностью перекрывает полоидальное сечение токамака, а линия обзора направлена навстречу оси нейтральной инжекции.

Для определения пространственной локализации (профиля) возмущенного электрического поля, связанного с распространением в плазме альфвеновских мод (и других возмущений) на токамаке Глобус-М2 используется рефлектометр доплеровского обратного рассеяния (ДОР) [32], установленный со стороны слабого магнитного поля. Для зондирования используется излучение обыкновенной моды на фиксированных частотах, соответствующих различным положениям отсечки. Для одновременной регистрации амплитуды и фазы рассеянного излучения используется квадратурное I-Q детектирование [33]. Применяется одночастотная схема с возможностью перестройки частоты в промежутках между разрядами токамака в диапазоне от 18 до 26 ГГц, а также зондирование на десяти фиксированных частотах [32, 34]. Положение радиуса отсечки для каждой из частот зондирования определяется в зависимости от условий эксперимента.

Для определения ионной температуры, а также скорости тороидального вращения плазмы на токамаке Глобус-М2 применяется диагностика активной спектроскопии перезарядки CXRS. Диагностика основана на регистрации излучения примесных ионов, эмиссия которого происходит в результате их перезарядки на нейтралах инжектируемого в плазму атомного пучка высокой энергии. Диагностика CXRS позволяет определять локальные значения ионной температуры (по уширению контура спектральной линии), а также скорости вращения (по смещению положения спектральной линии) и обладает широким спектральным диапазоном 430 – 800 нм. В качестве основной примесной линии как правило используется линия излучения пятикратно ионизованного углерода C^{5+} на длине волны 529.05 нм. Результирующее разрешение спектрального прибора составляет 0.0024 нм/пиксель, а временное разрешение составляет 5 мс [26].

ГЛАВА 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ АЛЬФВЕНОВСКИХ ВОЛН В ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М2

В главе 3 приводятся основные экспериментальные результаты, полученные в рамках настоящей работы. Глава 3 состоит из 3 основных разделов. В первом обсуждаются результаты наблюдения ТАЕ, изучается зависимость потерь быстрых частиц от амплитуды моды, тока плазмы и магнитного поля, а также представлены результаты определения скорости тороидального вращения плазмы при помощи магнитных измерений. В разделе 2 обсуждаются основные свойства альфвеновских каскадов (RSAE), а также демонстрируется возможность определения минимума запаса устойчивости по сигналам магнитной диагностики в режимах с RSAE. В третьем разделе приводятся результаты наблюдений компрессионных альфвеновских волн.

Раздел 3.1 Тороидальные альфвеновские моды

Тороидальные альфвеновские моды (ТАЕ) в течение продолжительного времени наблюдались в разрядах токамака Глобус-М [35] и продолжают регистрироваться в разрядах токамака Глобус-М2 [A1,36] при помощи магнитных зондов, а также ряда других диагностик. Как правило ТАЕ возникают в разрядах с инжекцией дейтериевого или водородного пучка в дейтериевую или водородную плазму [35], как на стадии роста тока, так и на стадии плато. ТАЕ регистрировались как во время работы инжектора НИ-1 ($E_{NBI} \approx 28$ кэВ, $P_{beam} \approx 0.75$ МВт), так и во время работы инжектора НИ-2 ($E_{NBI} \approx 40$ кэВ, $P_{beam} \approx 1$ МВт), а также при их совместной работе. Диапазон параметров разряда в режимах с ТАЕ оказался достаточно широким: среднехордовая концентрация $\langle n_e \rangle < 10^{20} \text{ м}^{-3}$, ток плазмы $I_p = 180 - 400$ кА, поле на магнитной оси $B_T = 0.4 - 0.8$ Тл. ТАЕ в токамаках Глобус-М и Глобус-М2 наблюдались как в виде коротких вспышек длительностью $\sim 0.1 - 0.2$ мс, следующих друг за другом, так и в виде более продолжительных реализаций. Вспышки ТАЕ возникают в диапазоне частот порядка 100 – 400 кГц (в зависимости от параметров разряда) на частотах одной или нескольких гармоник. Частота отдельных вспышек может существенно меняться в течение вспышки, однако начальные частоты вспышек, измеряемые при помощи магнитных зондов, находятся в хорошем соответствии выражению для частоты ТАЕ (4) [34,35].

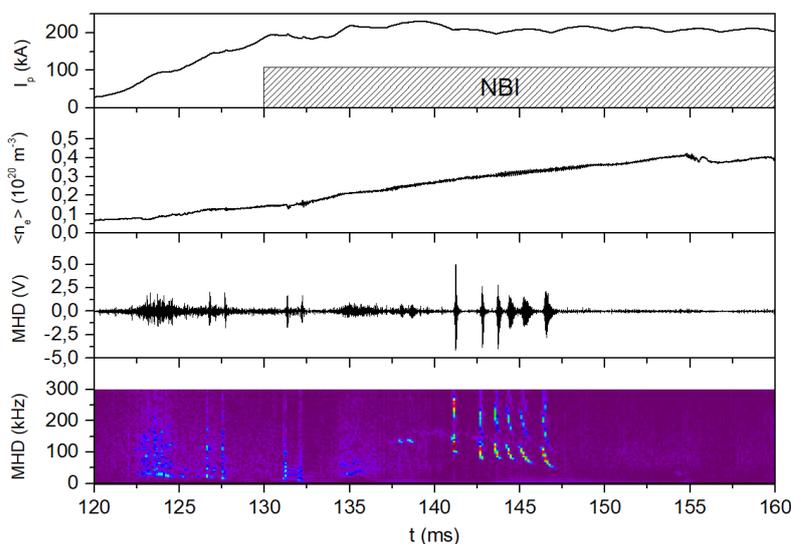


Рисунок 1 – Развитие ТАЕ в токамаке Глобус-М, разряд #37001 (0.5 Т, 200 кА). Сверху вниз: Ток по плазме, среднехордовая концентрация, сигнал магнитного зонда, спектрограмма сигнала магнитного зонда.

На рисунке 1 представлен характерный сценарий разряда, в котором развиваются тороидальные альфвеновские моды. Динамика моды в виде вспышек может быть объяснена следующим образом: быстрые частицы, появляющиеся вследствие перезарядки нейтралов инжектируемого в плазму пучка на тепловых ионах, вступают в резонанс с альфвеновской модой, что приводит к стремительному росту ее амплитуды за короткий промежуток времени, а это, в свою очередь, приводит к перераспределению фракции быстрых частиц в фазовом пространстве или к их окончательным потерям.

При помощи тороидального и полоидального массивов магнитных зондов были определены номера мод ТАЕ: в тороидальном направлении всегда регистрируется основная гармоника для которой $n = 1$, а так же в некоторых случаях возникает гармоника $n = 2$ и более высокие гармоники. В полоидальном сечении на частоте моды с $n = 1$ как правило наблюдается преобладающая гармоника $m = 3$. При помощи трехкоординатного зонда была установлена преимущественно поперечная поляризация ТАЕ.

Также при помощи диагностики доплеровского обратного рассеяния для тороидальных альфвеновских мод была установлена периферийная локализация моды ($0.6 < \rho < 1$). При этом моды, соответствующие различным номерам n , как и ожидалось,

имеют различное положение максимума распределения электрического (и магнитного) поля волны [36].

Далее в разделе 3.1 приводятся результаты исследования потерь быстрых ионов от амплитуды моды, магнитного поля и тока по плазме. Во время вспышек ТАЕ на сигналах некоторых корпускулярных диагностик также наблюдался отклик в виде кратковременных просадок (рисунок 2), или, наоборот, подъема уровня сигнала. Отклик на вспышки ТАЕ наблюдался на сигналах нейтронных детекторов [35, А9], NRA [36,35,А9], а также болометров диагностики радиационных потерь [А9]. Наблюдение отклика на сигналах корпускулярных диагностик может свидетельствовать о потерях резонансных частиц, как это наблюдалось на других установках. В экспериментах по изучению потерь в режимах ТАЕ также использовался анализатор атомов перезарядки NRA ACORD-24М с линией обзора, установленной в экваториальной плоскости.

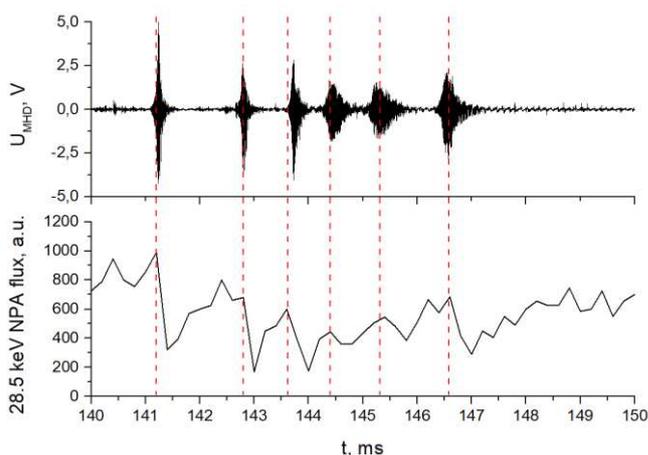


Рисунок 2 сигнал магнитного зонда (сверху) и сигнал NRA в канале, настроенном на регистрацию энергию 28.5 кэВ (снизу). Во время возникновения ТАЕ на магнитном зонде, на сигнале NRA наблюдается отклик в виде кратковременных просадок Глобус-М, разряд №37001.

Величина потерь быстрых частиц оценивалась двумя способами: по относительной просадке сигнала NRA в канале с $E = E_{NBI}$.

$$\frac{dN}{N} = \frac{(N_1 - N_2)}{N_1} \quad (8)$$

где N_1 и N_2 – число отсчетов анализатора до и после просадки сигнала соответственно. Далее методом наименьших квадратов определились неизвестные коэффициенты ошибки их определения как элементы матрицы ковариаций. Однако, однозначно определить зависимость искомым способом не получилось так как во-первых величина (8) не отражает разную длительность отдельных вспышек ТАЕ, а во-вторых зависимость параметров регрессии друг от друга оказалась достаточно велика, так как обычно в целях сохранения МГД-устойчивости разряда магнитное поле и ток по плазме изменялись пропорционально, с сохранением величины q . В результате была получена регрессионная зависимость (9) от комбинированных параметров $B_0 I_p$ и $\delta B/B_0$, которая приводится в [А1,А3].

$$dN/N = 1.35 \cdot 10^3 (\delta B/B)^{0.51 \pm 0.15} (B \cdot I_p)^{-0.94 \pm 0.27} \quad (9)$$

Полученная регрессия показывает снижение просадок в сигнале анализатора с увеличением магнитного поля и тока по плазме. Для разделения параметров было проведено сканирование по параметрам (вариация B_0 при фиксированном I_p и наоборот, в пределах, позволяющих сохранить устойчивость разряда). Также оказалось возможным зафиксировать зависимость от амплитуды ТАЕ δB , так как ее можно получить проанализировав данные других диагностик. Кроме того, был применен второй способ оценки уровня потерь быстрых частиц. Вместо относительной просадки в потоке на

анализатор (8) было использовано характерное время удержания τ_c [8], следующее из уравнения неразрывности для числа быстрых частиц и обратно пропорциональное доле потерянных частиц.

$$\tau_c = \frac{N(t_1)}{\dot{N}(t_0) - \dot{N}(t_1)} \quad (10)$$

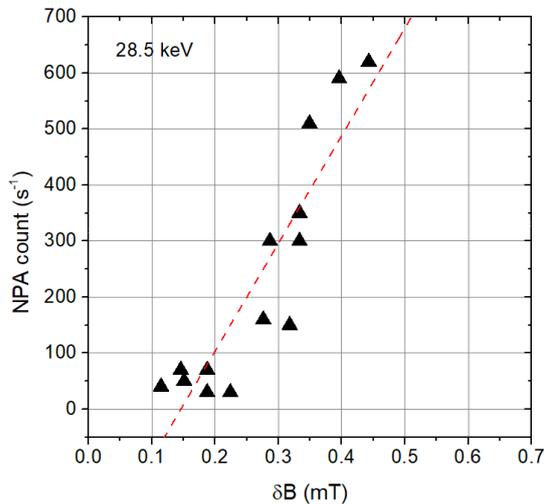
В выражении (10) N – число частиц, \dot{N} – скорость падения уровня сигнала, а моменты времени t_0 и t_1 выбираются таким образом, что t_0 находится до начала просадки в сигнале НРА, а момент t_1 – после, при этом число частиц до падения уровня сигнала и после должно быть одинаковым. Использованное при первичном анализе положение анализатора АКОРД-24М (наблюдение в экваториальной плоскости), как оказалось, позволяет регистрировать только уход частиц из фазового объема, то есть их перераспределение, а не окончательные потери. Для подтверждения этого предположения было применено сканирование анализатором АКОРД-24М по вертикали [A2]. При изменении наклона анализатора оказалось, что, начиная с определенного прицельного параметра, просадки в потоке на анализатор сменяются на подъемы уровня сигнала во время регистрации ТАЕ [A9]. При отсутствии моды, поток нейтралов на анализатор в областях пространства, соответствующих наблюдению с большим прицельным параметром, практически отсутствует, поскольку орбиты частиц с энергией порядка 28.5 кэВ через данную область. Однако, во время появления ТАЕ, такие частицы могут попадать в наблюдаемую область. При этом, длительность наблюдаемого подъема сигнала в канале анализатора порядка длительности моды, что означает, что частицы с данной энергией в этой области существуют только пока есть их приток за счет переноса в поле альфвеновской волны. В отсутствие моды быстрые частицы из этой области теряются, поэтому по наблюдению подъемов уровня сигнала можно судить об окончательных потерях быстрых частиц, а не только об их перераспределении в пространстве. В результате для частиц с энергией 28.5 кэВ для области пространства, соответствующей прицельному параметру $\rho = -0.61$ м была получена линейная зависимость числа отсчетов анализатора во время вспышке ТАЕ от амплитуды моды (рисунок 3 а).

Было обнаружено, что на сигнале широкополосного болометра, установленного в экваториальной плоскости, также наблюдались пики, возникающие в момент появления ТАЕ. Наблюдение пиков на сигнале болометра может означать как увеличение потока нейтральных частиц на датчик, так и увеличение уровня эмиссии излучения, как в рентгеновском, так и в видимом диапазоне. Данная диагностика состоит из четырех SPD-фотодиодов, два из которых перекрыты стеклами для наблюдения в УФ и видимом диапазоне, один перекрыт фольгой для наблюдения в диапазоне мягкого рентгеновского излучения, и последний («широкополосный») используется без какого-либо фильтра. Тот факт, что на сигналах датчиков мягкого рентгена и болометров, регистрирующих излучение в оптическом диапазоне установленных в одном корпусе с широкополосным SPD болометром, отклика на отдельные вспышки ТАЕ обнаружено не было, свидетельствует о том, что во время вспышек ТАЕ широкополосный болометр регистрировал именно увеличение потока нейтральных частиц, появляющихся в результате перезарядки быстрых ионов в периферийной области с высокой концентрацией нейтралов. В результате была получена линейная зависимость уровня сигнала широкополосного болометра от амплитуды моды для нескольких групп точек. Для группы точек, соответствующих параметрам 0.5 Тл, 200 кА, зависимость представлена на рисунке 3б.

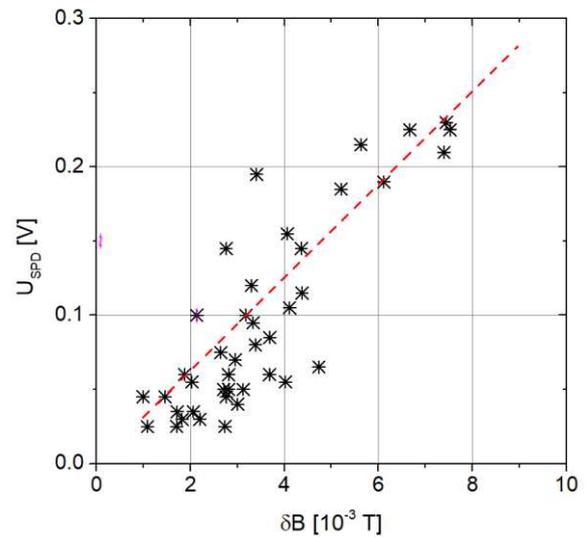
Отклик на вспышки ТАЕ также наблюдался на сигналах различных каналов матрицы SPD-фотодиодов. Поскольку устройство детекторов в каналах матрицы аналогично устройству широкополосного болометра, который, как это было показано ранее, регистрирует именно поток частиц во время развития моды, матрица радиационных

потерь также регистрирует увеличение потока частиц. Так как частота оцифровки (до 1 МГц) и быстродействие тракта обработки сигналов матрицы позволяют наблюдать частоты порядка частоты ТАЕ, оказалось возможным установить зависимость величины когерентного сигнала от амплитуды ТАЕ в течение одной вспышки, то есть при практически неизменных условиях.

a



b



c

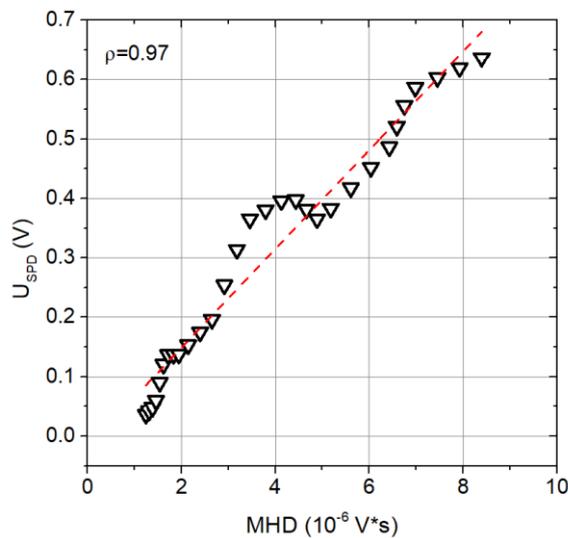


Рисунок 3. a – зависимость величины сигнала анализатора во время ТАЕ при угле наклона анализатора -9.3° от амплитуды в серии экспериментов с 0.5 Тл, 200 кА. в канале с энергией 28.5 кэВ. b – зависимость величины пиков на сигнале болометра от амплитуды ТАЕ для группы точек 0.5 Тл, 200 кА. c – зависимость величины сигнала в канале матрицы SPD-фотодиодов с наибольшим уровнем сигнала от величины сигнала магнитного зонда в течение одной вспышки ТАЕ. a – разряд #36988 147.5 мс.

Для этого из сигнала выделялась высокочастотная составляющая, амплитуда огибающей которой строилась в зависимости от амплитуды огибающей сигнала магнитного зонда. Для высокочастотной (когерентной) составляющей сигнала был установлен линейный (рисунок 3с) характер зависимости от амплитуды, что соответствует двум возможным механизмам транспорта, приводящим к потерям: конвективному – за счет дрейфа в фазе с альфвеновской волной или переносу на орбиты потерь. Полученная линейная зависимость уровня потерь быстрых частиц от

амплитуды ТАЕ по данным четырех различных диагностик (сканирующий НРА, датчик SPD wide band, матрица радиационных потерь и детектор нейтронов) позволяет зафиксировать степень зависимости уровня потерь от амплитуды моды равной минус единице. С учетом этого допущения, и используя для оценки уровня потерь величину времени удержания быстрых частиц (10), зависимость потерь быстрых частиц, вызванных тороидальными альфвеновскими модами, от амплитуды моды, магнитного поля и тока определялась в виде линейной регрессии $\tau_c = C \delta B \cdot B_0^\alpha I_p^\beta$, где C – произвольная постоянная. Степени α, β определялись методом наименьших квадратов с весовыми коэффициентами. В результате для τ_c методом наименьших квадратов с весовыми коэффициентами, при фиксированном значении показателя степени при величине амплитуды была получена [А9] следующая регрессионная зависимость:

$$\tau_c \sim \delta B^{-1} \cdot B_0^{0.84 \pm 0.04} \cdot I_p^{1.78 \pm 0.06} \quad (11)$$

Указанные в показателях степеней ошибки соответствуют доверительному интервалу с заданным значением 2σ . Так как время удержания быстрых частиц, согласно (11) почти линейно зависит от магнитного поля и более чем линейно от тока плазмы, полученная регрессия дает благоприятный прогноз относительно удержания быстрых ионов в режимах с ТАЕ для сферических токамаков следующего поколения.

Далее в разделе 3.1 приводятся результаты сопоставления скорости тороидального вращения плазмы, полученные по данным магнитных измерений со скоростью вращения, измеренной диагностикой CXRS. С увеличением магнитного поля в токамаке Глобус-М2 до значений 0.6 – 0.9 Тл по сравнению с 0.4 – 0.5 Тл в токамаке Глобус-М, и тока по плазме до значений 300 – 400 кА с 180 – 250 кА, улучшилось удержание быстрых частиц, что привело к развитию ТАЕ по другому сценарию. Из-за уменьшения потерь частиц, диссипация моды происходит медленнее, и мода может существовать более продолжительное время. В разряде #43340 наблюдались одновременно существующие моды с номерами $n = 2$ и $n = 3$ отличающиеся друг от друга по частоте на небольшую величину. Отличие гармоник по частоте может быть объяснено наличием эффекта Доплера из-за вращения плазмы. При помощи диагностики ДОР было установлено, что полоидальное вращение плазмы в области локализации моды полностью подавлено, из чего следует, что к доплеровскому сдвигу может приводить только тороидальное вращение, а также области локализации мод $n = 2$ и $n = 3$ совпадают, из чего следует, что разность частот тороидальных гармоник не может быть вызвана их различной пространственной локализацией. Поскольку выражение для частоты ТАЕ (4) не зависит от тороидального номера n в явном виде, а зависит от q , то моды, обладающие различными n , развивающиеся в одной области пространства (при одинаковом q), не будут различимы по частоте. Однако, наличие тороидального вращения плазмы будет приводить к появлению доплеровского сдвига, при этом для мод с различными номерами n этот сдвиг будет различный, так как тороидальная компонента волнового вектора $k_\phi = n/R_0$ (R_0 – радиус магнитной оси) зависит от номера n . Такое расщепление описывается [14, 37] выражением (12), где f_n^{lab} – частота, регистрируемая зондом, f_0^{TAE} – частота первой гармоники ТАЕ в отсутствие вращения, n – тороидальный номер моды, а $f_{Doppler}^{TAE}$ – доплеровский сдвиг наблюдаемой частоты.

$$f_n^{lab} = f_0^{TAE} + n \cdot f_{Doppler}^{TAE} \quad (12)$$

Таким образом, определение частот хотя бы двух гармоник позволяет определить как фундаментальную частоту f_0^{TAE} , так и доплеровский сдвиг $f_{Doppler}^{TAE}$, соответствующий частоте вращения на радиусе локализации моды. На основании полученных данных о локализации моды и профилей электронной концентрации по

формуле (4) вычислялась частота ТАЕ f_{form}^{TAE} , которая затем сравнивалась с частотой f_0^{TAE} определенной по спектрам сигнала магнитного зонда. Профиль запаса устойчивости вычислялся при помощи равновесного кода. При этом для моды $n = 2$ наблюдается хорошее соответствие между расчётной величиной f_{form}^{TAE} и измеренной f_0^{TAE} . Далее разность частот $f_{Doppler}^{TAE}$, определенная из спектра сигнала магнитного зонда, сопоставлялась с частотой вращения, измеренной при помощи диагностики CXRS. Оказалось, что, во-первых, частота, измеренная из спектра сигнала магнитного зонда, оказывается выше максимальной частоты вращения, измеренной в разряде. А во-вторых то, что радиус локализации моды совпадает с областью максимального градиента скорости вращения, о чем ранее сообщалось в работе [14]. Сопоставление частот тороидального вращения, измеренных в области максимума профиля, измеренного CXRS и разности частот гармоник $n = 2$ и $n = 3$, определенной из магнитных измерений представлено на рисунке 4а. Частоты вращения, измеренные двумя различными способами, сильно коррелируют между собой (коэффициент корреляции $r = 0.92$), что свидетельствует в пользу того, что наблюдаемое «расщепление» тороидальных гармоник действительно вызвано наличием тороидального вращения. При этом во всем диапазоне экспериментальных точек, частоты вращения, полученные из магнитных измерений, превышают частоты вращения, измеренные диагностикой CXRS на величину порядка 10 кГц (рисунке 4а).

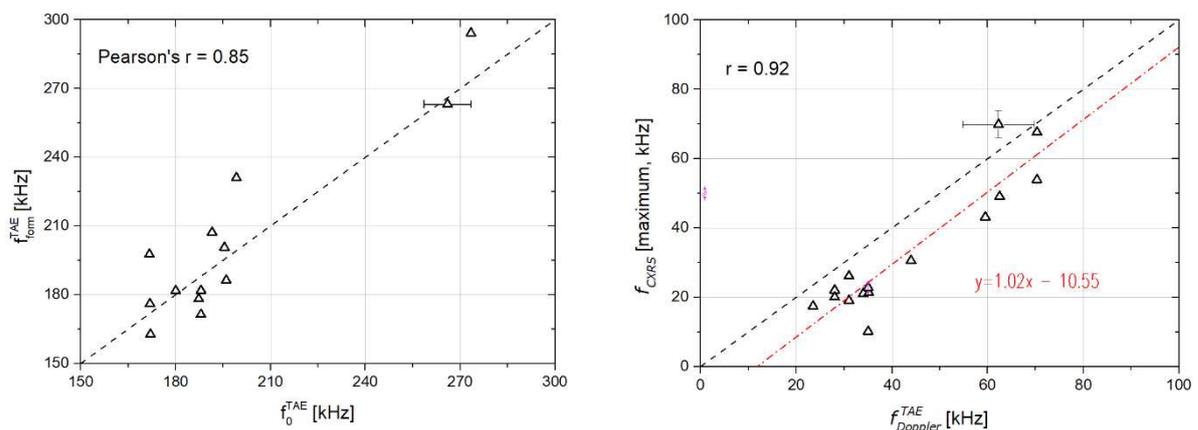


Рисунок 4 а – Сравнение частоты продолжительных ТАЕ, полученных из спектра сигнала магнитного зонда с частотой, вычисленной по формуле (4) на радиусе локализации моды. В – Зависимость частоты вращения в области максимума профиля тороидального вращения, измеренного диагностикой CXRS от разности частот, определенной из спектра магнитного зонда.

В качестве одной из возможных причин расхождения скоростей вращения, измеренных двумя разными способами, можно назвать отличие в скорости вращения ионов основной плазмы и частиц примеси, линия излучения которой используется для определения скорости вращения диагностикой CXRS (линия углерода C^{5+} с длиной волны 529.05 нм.). Как правило расхождение наблюдается в режимах переноса с низкой столкновительностью: «банановом» режиме и режиме «плато» [38]. Такое объяснение является возможным, поскольку было обнаружено, что продолжительные моды имеют более центральную пространственную локализацию, то есть в области с более высокой ионной температурой. В работе приводится пример коррекции профиля скорости вращения.

Раздел 3.2 Альфвеновские каскады

Раздел 3.2 главы 3 посвящен изучению другого типа альфвеновских мод – мод на обращённом шире магнитного поля. В экспериментах на токамаке Глобус-М2 с

инжекцией нейтрального пучка (28 кэВ, 0.85 МВт) на стадии подъема тока при величине магнитного поля 0.7 Т и более на спектрах сигналов магнитных зондов были обнаружены [A1, A6, A7] колебания с нарастающей частотой, которые были идентифицированы как моды на обращенном шире магнитного поля (RSAE) или, иначе, альфвеновские каскады (AC). Частоты RSAE находятся в диапазоне 100 – 400 кГц (в зависимости от параметров разряда), что соответствует частотному диапазону, в котором наблюдаются ТАЕ. Альфвеновские каскады регистрируются на стадии подъема тока, когда из-за скин-эффекта проникновение вихревого электрического поля в плазму запаздывает и может формироваться нецентральный профиль плотности тока. При включении пучка атомов высокой энергии в этой области профиль может сохраняться некоторое время, что является благоприятным условием для развития данной моды.

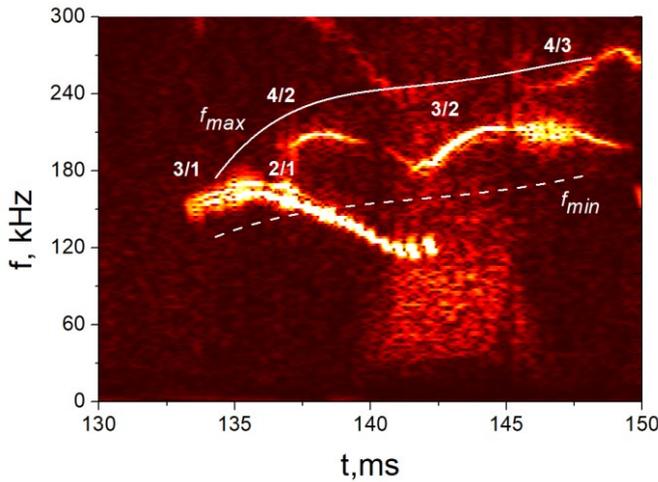


Рисунок 5 Спектрограмма сигнала магнитного зонда. Сплошной кривой обозначена верхняя граница частоты каскада – $f_{max} = f_{GEO}^2 + f_{ТАЕ}^2$, пунктирной линией – нижняя граница $f_{min} = f_{GEO}$.

Показано, что обнаруженные каскады начинают развиваться от минимальной частоты – частот GAM f_{GEO} , затем их частота нарастает, пока не достигнет частоты ТАЕ. Также показано, что в большинстве разрядов токамака Глобус-М2 развивается последовательность мод $(m, n) = (3, 1), (2, 1) + (4, 2), (3, 2), (4, 3)$ – рисунок 5. Так как альфвеновский каскад возникает в области где запас устойчивости q имеет минимум, и поскольку частота RSAE увеличивается вместе с уменьшением q в силу (3), то измерения магнитных зондов вместе с данными о профилях температуры и концентрации предоставляют возможность [13,16] прямых измерений минимального значения запаса устойчивости q_{min} в разрядах, где возникают альфвеновские каскады. Далее, пренебрегая в (6) величинами порядка $\sim O(1/q^2)$, можно выразить q_{min} через частоту каскада, измеренную магнитным зондом [A1]. При этом для анализа использовались только линейные участки роста частоты, относящиеся непосредственно к альфвеновскому каскаду, то есть предшествующие трансформации в ТАЕ.

$$q_{min} = \frac{mc_A}{nc_A + R\sqrt{\omega^2 - \omega_{GEO}^2}} \quad (13)$$

Температура электронов, содержащаяся в (6), определялась при помощи диагностики томсоновского рассеяния, а ионная температура – по данным анализатора атомов перезарядки и CXRS. Результаты расчета минимального запаса устойчивости из анализа частоты альфвеновских каскадов приведены на рис.6а. Также было проведено сопоставление данных об эволюции q_{min} , полученных из магнитных измерений по формуле (13) с минимумом профиля q , рассчитанного в различные моменты времени при помощи динамического расчета равновесия транспортным кодом ASTRA[39] (звезды зеленого цвета на рис.6а.). Из рисунка видно, что наблюдается хорошее соответствие. Также показано соответствие положения максимума интенсивности альфвеновской моды

(черные точки на на рис.6b) и положения области минимума q (бирюзовая кривая на рис.6b).

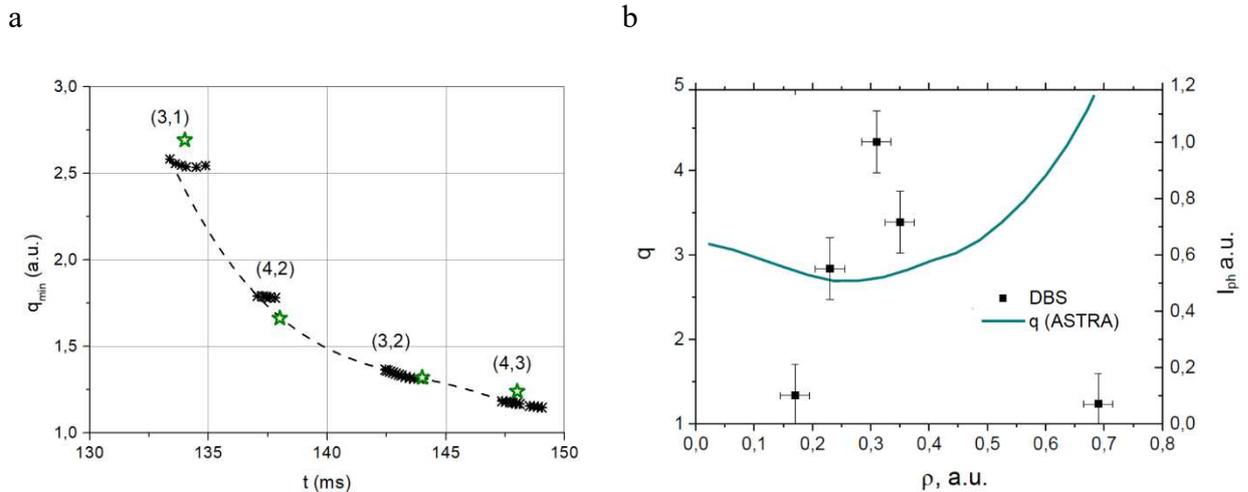


Рисунок 6 а – Разряд #38035(0.7 Т, 300 кА) – эволюция q_{\min} в разряде. Снежинки (черного цвета) – значения q_{\min} , полученные методом МГД-спектроскопии, Звезды (зеленого цвета) – запас устойчивости в точке минимума профиля, рассчитанного транспортным кодом ASTRA (пунктирная кривая – аппроксимация полиномом). б – профиль запаса устойчивости в разряде #38035 (сплошная линия – ASTRA) и радиальное распределение интенсивности альфвеновской моды в схожем по параметрам разряде #39060, измеренное рефлектометром (экспериментальные точки)

Раздел 3.3. Компрессионные альфвеновские моды

В разделе 3.3 сообщается о наблюдении еще одного типа альфвеновских мод в токамаке Глобус-М2. В омических разрядах токамака Глобус-М2 на сигналах магнитных зондов были зарегистрированы [A1, A4, A10] периодические (с периодом следования порядка 1 ms) вспышки квазикогерентных колебаний магнитного поля с частотой в диапазоне 0.8 – 1.8 МГц в режимах с относительно низкой концентрацией $\langle n_e \rangle < 2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, магнитным полем $B_0 = 0,7 - 0,8 \text{ Тл}$ в широком диапазоне токов по плазме ($I_p = 180 - 400 \text{ кА}$).

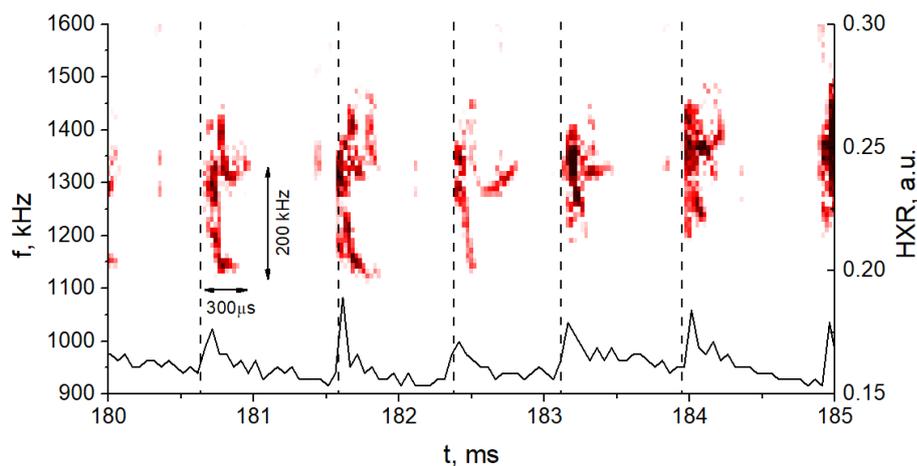


Рисунок 7 – спектрограмма сигнала магнитного зонда и сигнал удаленного от токамака датчика жесткого рентгена. Вертикальными пунктирными линиями отмечены моменты пилообразных срывов.

Моменты возникновения вспышек скоррелированы с моментами пилообразных срывов, что вместе с наблюдением в омическом режиме дает возможность предположить, что возбуждение этой неустойчивости обусловлено взаимодействием с убегающими

электронами, либо ускоряемыми во время срывов, либо при транспорте ранее ускоренных электронов в резонансную область при перемешивании. Также об отсутствии других быстрых частиц говорит отсутствие отклика на всплески колебаний на сигнале НРА. При помощи магнитных зондов было установлено, что возникают всевозможные комбинации тороидальных номеров $n = 0,1,2,3$, а также, что возникают только стоячие моды.

Показано, что частота колебаний хорошо соответствует скейлингу альфвеновской частоты (рисунок 8). При помощи трехкоординатного зонда установлена преимущественно продольная поляризация моды [A10]. В связи с этим наблюдаемая неустойчивость может быть идентифицирована как компрессионная альфвеновская волна (САЕ).

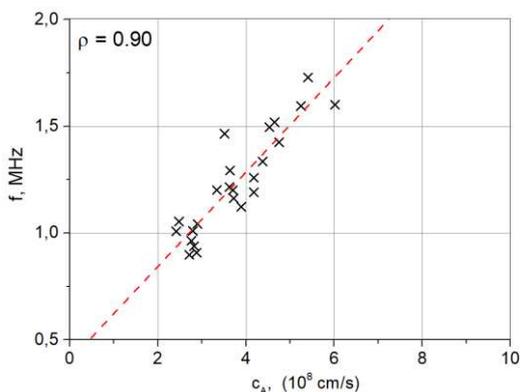


Рисунок 8 – зависимость частоты колебаний, измеренной магнитным зондом от альфвеновской скорости.

Для обнаруженных компрессионных мод наблюдается нелинейная динамика частоты во времени, которая может быть объяснена с точки зрения модели Берка-Брейзмана [40]. Это является еще одним свидетельством того, что наблюдаемая неустойчивость возникает вследствие взаимодействия с быстрыми частицами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В **заключении** приводятся основные результаты проделанной работы: проведена модернизация магнитной диагностики, обнаружены и идентифицированы три типа альфвеновских мод (ТАЕ, RСАЕ, САЕ), определены их пространственно-временная структура и поляризация. Для тороидальных альфвеновских мод получена линейная зависимость потерь быстрых частиц от амплитуды моды по данным нескольких корпускулярных диагностик, которая была использована для получения регрессии уровня потерь быстрых частиц от параметров плазмы. Была продемонстрирована возможность определять скорость тороидального вращения плазмы в режимах с ТАЕ, а также временную динамику минимума запаса устойчивости в разрядах с RСАЕ. Делается вывод о достижении поставленных целей диссертационного исследования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. Fasoli et al, Nucl. Fusion **47**(6) S264 (2007)
2. S. D. Pinches et al, Plasma Phys. and Control. Fusion **46**(12B) B187 (2004)
3. 2022 Annual report / ITER Organization. – 2023. – St. Paul-lez-Durance, 2023
4. F. W. Perkins et al, Nucl. Fusion **39**(12) 2137 (1999)
5. Cramer, N. F. The Physics of Alfvén Waves / N. F. Cramer. – Berlin.: WILEY-VCH Verlag, 2001. – 295с. – С. 1 – 2.
6. ITER Physics Expert Group on Energetic Particles, Heating and Current Drive and ITER Physics Basis Editors, Nucl. Fusion **39** 2471 (1999)
7. E.J. Strait et al, Nucl. Fusion **33**(12) 1849 (1993)
8. H. H. Duong et al, Nucl. Fusion **33**(5) 749 (1993)
9. E. D. Fredrickson et al, Nucl. Fusion **53**(1) 013006 (2013)
10. R. B. White et al, Phys. Plasmas **2** 2871–2873 (1995)

11. S.E. Sharapov et al, Phys. Lett. A. **289** (3) 127 – 134 (2001)
12. N. A. Crocker et al, Phys. Plasmas **15** 102502 (2008)
13. E. D. Fredrickson et al, Phys. Plasmas **14** 102510 (2007)
14. M. Podestà et al, Nucl. Fusion **52**(9) 094001 (2012)
15. H. Alfvén, Nature **150** 405 – 406 (1942)
16. W. W. Heidbrink, Phys. Plasmas **15** 055501 (2008)
17. Cramer, N. F. The Physics of Alfvén Waves / N. F. Cramer. – Berlin.: WILEY-VCH Verlag, 2001. – 295с. – С. 201 – 204.
18. A. D. Turnbull et al, Phys. Fluids B: Plasma Physics **5** 2546–2553 (1993)
19. W.W. Heidbrink, et al, Nucl. Fusion **61**(6) 066031 (2021)
20. S. E. Sharapov et al, Phys. Plasmas **9** 2027–2036 (2002)
21. H. H. Duong, et al, Nucl. Fusion **33**(5) 749 (1993)
22. R. B. White, et al, Physics of Fluids **26** 2958–2965 (1983)
23. D. J. Sigmar, et al, Phys. Fluids B: Plasma Physics **4** 1506–1516 (1992)
24. V. B. Minaev et al, Nucl. Fusion **57** (6) 066047 (2017)
25. V. K. Gusev et al, Nucl. Fusion **55** (10) 104016 (2015)
26. Ю. В. Петров, [и др.]. // Физика Плазмы. – 2023. – Т. 49, вып. 12. – С. 1249 - 1270.
27. A. Yu. Telnova, et al, Journal of Phys.: Conf. Series. **1400** 077015 (2019)
28. N. N. Bakharev et al, Atoms **11**(3) 53 (2023)
29. Н.Н. Бахарев, [и др.]. // Научно-Технические ведомости СПбГУ. Физико-Математические науки. – 2012. – Т. 158, вып. 4. – С. 74 – 79
30. A. D. Ibyaminova, et al, Plasma Physics Reports **42** 909–918 (2016)
31. E. A. Tikhmeneva et al, Tech. Phys. Letters **47** 56–60 (2021)
32. V. V. Bulanin et al, Tech. Phys. Letters **45**(11) 1107–1110 (2019)
33. V.V. Bulanin et al, Nucl. Fusion **59**(9) 096026 (2019)
34. V. V. Bulanin et al, Tech. Phys. Letters **47** 197–200 (2021)
35. Yu. V. Petrov et al, Journal of Plasma Physics **81**(6) 515810601 (2015)
36. Ю. В. Петров [и др.]. // Физика плазмы. – 2019. – Т. 45 – № 8. – С. 675–684
37. M. Podestà et al, Phys. of Plasmas **17** 122501 (2010)
38. Y. B. Kim et al, Phys. Fluids B: Plasma Physics **3** 2050 (1991)
39. Pereverzev, G. ASTRA—Automated System for Transport Analysis in a Tokamak. / G. V Pereverzev, P. N. Yushmanov – San Diego, 2002. – 147с.
40. H. L. Berk, B. N. Breizman, and Huanchun Ye. Phys. Rev. Letters **68** 3563 (1992)

ПУБЛИКАЦИИ СОИСКАТЕЛЯ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

- A1. Petrov, Yu. V. Overview of GLOBUS-M2 spherical tokamak results at the enhanced values of magnetic field and plasma current / Yu. V. Petrov, V. K. Gusev, N. V. Sakharov, V. B. Minaev, V. I. Varfolomeev, V. V. Dyachenko, I. M. Balachenkov, N. N. Bakharev, E. N. Bondarchuk, V. V. Bulanin, F. V. Chernyshev, M. V. Iliasova, A. A. Kavin, E. M. Khilkevitch, N. A. Khromov, E. O. Kiselev, A. N. Konovalov, V. A. Kornev, S. V. Krikunov, G. S. Kurskiev, A. D. Melnik, I. V. Miroshnikov, A. N. Novokhatskii, N. S. Zhiltsov, M. I. Patrov, A. V. Petrov, A. M. Ponomarenko, K.D. Shulyatiev, P. B. Shchegolev, A. E. Shevelev, O. M. Skrekel, A. Yu. Telnova, E. A. Tikhmeneva, V. A. Tokarev, S. Yu. Tolstyakov, A. V. Voronin, A. Yu. Yashin, P. A. Bagryansky, E. G. Zhilin and V. A. Goryainov. – DOI 10.1088/1741-4326/ac27c7 // Nuclear Fusion. – 2022. – Т. 62 – № 4. – С. 042009
- A2. Bakharev, N. N. Measurement of the fast ion distribution using active NPA diagnostics at the Globus-M2 spherical tokamak / N. N. Bakharev, I. M. Balachenkov, F. V. Chernyshev, V. K. Gusev, E. O. Kiselev, G. S. Kurskiev, A. D. Melnik, V. B. Minaev,

- M. I. Mironov, V. G. Nesenevich. – DOI 10.1088/1361-6587/ac3497 // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2021. – Т. 63 – № 12. – С. 125036.
- A3. Балаченков, И. М. Анализ потерь быстрых ионов, вызванных распространением тороидальных альфвеновских мод в плазме сферического токамака Глобус-М2. И.М. Балаченков, Н.Н. Бахарев, В.И. Варфоломеев, В. К. Гусев, М. В. Ильясова, Г.С. Курскиев, В. Б. Минаев, М. И. Патров, Ю. В. Петров, Н. В. Сахаров, О. М. Скрекель, А. Ю. Тельнова, Е. М. Хилькевич, А. Е. Шевелев, П. Б. Щеголев. – DOI 10.21883/JTF.2022.01.51850.227-21 // Журнал Технической Физики. – 2022. – Т. 92 – № 1. – С. 45 – 51.
- A4. Балаченков, И. М. Обнаружение высокочастотных альфвеновских колебаний в омических разрядах сферического токамака Глобус-М2. / И.М. Балаченков, Ю.В. Петров, В.К. Гусев, Н.Н. Бахарев, В.И. Варфоломеев, В.В. Дьяченко, А.Н. Коновалов, П.А. Корепанов, С.В. Крикунов, В.Б. Минаев, М.И. Патров, Н.В. Сахаров. – DOI 10.21883/PJTF.2021.12.51061.18730 // Письма в Журнал Технической Физики. – 2021. – Т. 47, вып. 12. – С. 17.
- A5. Bulanin, V. V. Investigations of Alfvén Modes at the Globus-M2 Tokamak Using a V-Band Multifrequency Doppler Reflectometer. / V. V. Bulanin, I. M. Balachenkov, V. I. Varfolomeev, V. K. Gusev, G. S. Kurskiev, V. B. Minaev, M. I. Patrov, A. V. Petrov, Yu. V. Petrov, A. M. Ponomarenko, A. Yu. Telnova, P. B. Shchegolev, A. Yu. Yashin. – DOI 10.1134/S1063785021020206 // Technical Physics Letters. – 2021. – Т. 47 – С. 197–200.
- A6. Balachenkov, I. M. First Observations of Alfvén Cascades on the Globus-M2 Tokamak and Their Application for Minimal Safety Factor Value Analysis. / I. M. Balachenkov, Yu. V. Petrov, V. K. Gusev, N. N. Bakharev, V. V. Bulanin, V. I. Varfolomeev, N. S. Zhil'tsov, E. O. Kiselev, G. S. Kurskiev, V. B. Minaev, M. I. Patrov, A. V. Petrov, A. M. Ponomarenko, N. V. Sakharov, A. Yu. Tel'nova, V. A. Tokarev, N. A. Khromov, P. B. Shchegolev, A. Yu. Yashin. – DOI 10.1134/S1063785020120032 // Technical Physics Letters. – 2020. – Т. 46 – С. 1157–1161.
- A7. Balachenkov, I. M. Influence of increased magnetic field on Alfvén eigenmodes on upgraded spherical tokamak Globus-M2. / I. M. Balachenkov, Yu. V. Petrov, V. K. Gusev, N. N. Bakharev, V. V. Bulanin, V. I. Varfolomeev, V. V. Dyachenko, N. S. Zhiltsov, E. O. Kiselev, A. N. Konovalov, S. V. Krikunov, G. S. Kurskiev, V. B. Minaev, M. I. Patrov, A. V. Petrov, A. M. Ponomarenko, N. V. Sakharov, A. Yu. Telnova, P. B. Shchegolev and A. Yu. Yashin. – DOI 10.1088/1742-6596/1697/1/012212 // Journal of Physics: Conference Series. – 2020. – Т. 1697 – С. 012212.
- A8. Balachenkov, I. M. Implementation of cross-phase analysis for study of MHD instabilities arising on TUMAN-3M and Globus-M tokamaks / I. M. Balachenkov, M. I. Patrov, Yu. V. Petrov and A. S. Tukachinsky. – DOI 10.1088/1742-6596/1400/7/077016 // Journal of Physics: Conference Series. – 2019. – Т. 1400 – № 7. – С. 077016.
- A9. Bakharev, N. N. TAE-induced fast ion losses and transport at the Globus-M/M2 spherical tokamaks featured. / N. N. Bakharev, I. M. Balachenkov, F. V. Chernyshev, V. K. Gusev, M. V. Iliasova, E. M. Khilkevitch, N. A. Khromov, E. O. Kiselev, V. A. Kornev, G. S. Kurskiev, A. D. Melnik, V. B. Minaev, M. I. Mironov, I. V. Miroshnikov, Yu. V. Petrov, N. V. Sakharov, P. B. Shchegolev, A. E. Shevelev, O. M. Skrekkel, A. Yu. Telnova, V. A. Tokarev, E. A. Tukhmeneva, V. I. Varfolomeev, A. Yu. Yashin, V. V. Zabrodsky. – DOI 10.1063/5.0156337 // Physics of Plasmas. – 2023. – Т. 30 – С. 072507.
- A10. Balachenkov, I. M. Chirping instabilities produced by a runaway electron beam at a spherical tokamak. / I. M. BALACHENKOV, N. N. BAKHAREV, V. K. GUSEV, M. V. ILIASOVA, E. M. KHILKEVICH, P. S. KORENEV, A. E. KONKOV, V. B. MINAEV, Yu. V. MITRIZHKIN, M. I. PATROV, Yu. V. PETROV, N. V. SAKHAROV, A. E. SHEVELEV and O. M. SKREKEL. – DOI 10.1088/2058-6272/acb875 // Plasma Science and Technology. – 2023. – Т. 25 – С. 075102.