

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет
Петра Великого»

На правах рукописи

Яшин Александр Юрьевич

**Исследование геодезической акустической моды на токамаках Глобус-М
и ТУМАН-3М**

Специальность 01.04.08 – физика плазмы
(физико-математические науки)

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
В.В. Буланин

Санкт-Петербург
2015

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	4
Глава 1. ГЕОДЕЗИЧЕСКАЯ АКУСТИЧЕСКАЯ МОДА. ОБЗОР ОСНОВНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ГАМ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧ.....	15
1.1 Зональные потоки и их роль в контроле дрейфовой турбулентности.....	15
1.2 Геодезическая акустическая мода.....	16
1.3 Основные методы диагностики ГАМ.....	20
1.4 Метод обратного доплеровского рассеяния.....	22
1.5 Результаты исследования ГАМ.....	24
1.5.1 Идентификация ГАМ и области их существования.....	24
1.5.2 Локализация ГАМ по большому радиусу.....	26
1.5.3 Сопутствующие ГАМ колебания плотности плазмы и магнитного поля. Пространственный модовый состав ГАМ.....	28
1.5.4 Взаимодействие зональных потоков и плазменной турбулентности.....	30
1.6 Постановка задачи.....	34
Глава 2. МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ ГЕОДЕЗИЧЕСКОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ МОДЫ.....	36
2.1 Реализация метода детектирования ГАМ на токамаках ТУМАН-3М и Глобус-М с использованием обратного доплеровского рассеяния.....	36
2.1.1 Метод квадратурного детектирования применительно к МДОР.....	36
2.1.2 Схемы доплеровских рефлектометров на токамаках Глобусе-М и ТУМАН-3М.....	41
2.1.3 Задание углов падения излучения и определение волновых чисел и радиусов отсечек.....	45
2.1.4 Антенные системы рефлектометров на токамаках Глобус-М и на ТУМАН-3М.....	51
2.2 Методы регистрации колебаний плотности и магнитного поля на частоте ГАМ.....	59
2.3 Системы сбора и обработки данных.....	63

2.4 Выводы к главе.....	66
Глава 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ГАМ НА СФЕРИЧЕСКОМ ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М.....	67
3.1 Режимы работы токамака Глобус-М.....	67
3.2 Проявление ГАМ в спектрах различных диагностик.....	67
3.3 Частоты ГАМ. Изотопный эффект.....	71
3.4 Локализации ГАМ.....	72
3.5 Анализ пространственной модовой структуры ГАМ.....	74
3.6 Колебания магнитного поля на частоте ГАМ.....	78
3.7 Исследование временной эволюции ГАМ.....	82
3.8 Результаты бикогерентного анализа.....	84
3.9 Выводы к Главе 3.....	87
Глава 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ГАМ НА ТОКАМАКЕ ТУМАН-3М МЕТОДОМ ДОПЛЕРОВСКАЯ РЕФЛЕКТОМЕТРИЯ... 	89
4.1 Проявления ГАМ в спектрах скорости вращения плазмы.....	89
4.2 Спектральные характеристики ГАМ.....	91
4.3 Области существования ГАМ. Отсутствие ГАМ в H-моде.....	94
4.4 Определение локализации ГАМ с использованием двух частотного доплеровского рефлектометра.....	98
4.5 Связь ГАМ с низкочастотными колебаниями ширины скорости вращения	101
4.6 Результаты бикогерентного анализа данных доплеровского рефлектометра.....	106
4.7 Сравнение результатов исследования ГАМ на токамаках Глобус-М и ТУМАН-3М.....	108
4.8 Выводы к Главе 4.....	111
Заключение.....	113
Список литературы.....	116

ВВЕДЕНИЕ.

Программа управляемого термоядерного синтеза в настоящее время ориентирована на использование замкнутых магнитных систем типа токамак и стелларатор. В этих тороидальных установках доминируют аномальные процессы переноса энергии и частиц плазмы, которые обусловлены развитием дрейфовых неустойчивостей. Проблема контроля и подавления аномальных переносов связана с задачей выяснения механизмов стабилизации и насыщения дрейфовой турбулентности. Помимо линейных механизмов насыщения сейчас рассматриваются механизмы декорреляции флуктуаций, обусловленные широм скорости дрейфа в радиальном электрическом поле в тороидальных ловушках. Согласно современным представлениям, появление шира может быть связано с возникновением зональных потоков, которые являются результатом нелинейного развития самой неустойчивости [1]. Во многих известных сейчас модельных расчетах и в экспериментах имеются свидетельства взаимного влияния зональных потоков и турбулентных возмущений [2]. Описание такого взаимодействия постоянно видоизменяется и совершенствуется в различных моделях [3], [4], но общепризнанной модели до сих пор не существует.

Более сложная картина наблюдается в динамике взаимодействия плазменной турбулентности с высокочастотной разновидностью зональных потоков, которой является геодезическая акустическая мода (ГАМ) [2]. Несмотря на значительное количество экспериментов, не удается найти прямого соответствия между взаимодействием ГАМ с плазменной турбулентностью и аналогичного взаимного влияния низкочастотных зональных потоков и флуктуаций плазмы, которые, в конечном счете, влияют на аномальный перенос. Поэтому получение новых сведений о параметрах ГАМ и их взаимодействии с фоновой турбулентностью представляет собой не только актуальную фундаментальную задачу, но и прикладную проблему – проблему контроля аномальных переносов. Новым направлением в исследованиях представляется изучение ГАМ в сферических токамаках,

которые рассматриваются в качестве одного из возможных вариантов компактных источников нейтронов. Такие исследования являются актуальными и с точки зрения развития теории зональных потоков, поскольку они позволяют сопоставить данные о ГАМ, полученные в токамаках с существенно различной геометрией магнитного поля.

Целью данной работы является проведение сравнительного исследования ГАМ в токамаках с различной магнитной конфигурацией. Основной акцент исследования сделан на выявлении специфики возникновения и развития ГАМ в токамаке с малым аспектным отношением, в котором ранее ГАМ детально не изучалась. Для достижения поставленной цели был использован комплексный подход в исследовании ГАМ, ориентированный на одновременное использование различных диагностических методов. Основным методом регистрации ГАМ являлся метод доплеровского обратного рассеяния (ДОР) или доплеровская рефлектометрия (ДР). В ходе работы были поставлены следующие конкретные задачи:

1. Разработать двухчастотный доплеровский рефлектометр (ДР) для токамака ТУМАН-3М с лимитерным разрядом.
2. Провести исследование ГАМ на токамаке ТУМАН-3М и определить влияние низкочастотного шира скорости вращения на развитие ГАМ.
3. Разработать комплекс диагностик для исследования ГАМ на сферическом токамаке Глобус-М.
4. Провести исследования ГАМ на токамаке Глобус-М с использованием комплекса диагностик с целью определения локализации, спектрального и модового состава ГАМ.
5. Исследовать колебания магнитного поля на частоте ГАМ.

Научная новизна.

1. Впервые определена связь между низкочастотным колебанием шира скорости, уровнем турбулентности и амплитудой ГАМ.

2. Для подтверждения модового состава ГАМ по полоидальному числу m впервые была использована версия диагностики доплеровского обратного рассеяния с полоидально разнесенными антеннами.
3. На сферическом токамаке впервые была определена локализация ГАМ и исследованы магнитные колебания на частоте ГАМ.
4. Были зарегистрированы колебания излучения на линии D_α на частоте ГАМ, которые ранее не наблюдались.
5. Впервые обнаружена мода $m = 0$ колебаний плотности, связанных с ГАМ, и дана возможная интерпретация этого явления.
6. Впервые проведено сравнение параметров ГАМ в токамаках с различными аспектными отношениями и магнитной геометрией.

Личное участие автора

Все представленные в диссертации результаты получены непосредственно автором или при его активном участии. Лично автором сформулированы основные требования к СВЧ аппаратуре; разработаны, собраны и протестированы системы доплеровских рефлектометров для токамаков Глобус-М и ТУМАН-3М.

Автор принимал непосредственное участие в подготовке и проведении многочисленных экспериментов по исследованию режимов с развитием ГАМ на токамаках Глобус-М и ТУМАН-3М. Автором были определены такие параметры ГАМ, как локализация и модовый состав. При непосредственном участии автора было изучено взаимодействие ГАМ с фоновой турбулентностью на различных временных масштабах.

Автором проведено сравнение результатов исследования ГАМ в токамаках с различными аспектными отношениями и вытянутостями магнитной конфигурации.

Автор непосредственно принимал участие в подготовке публикаций по результатам проведенных исследований.

Основное содержание работы изложено в четырех главах. Диссертация содержит 56 рисунков и 64 ссылки на печатные работы.

Во **Введении** кратко сформулированы основные проблемы, на решение которых направлены представленные в диссертации исследования. Отмечена актуальность и новизна исследований.

В **Главе 1** диссертации представлен обзор основных теоретических работ по описанию зональных потоков и ГАМ, а также их взаимосвязи с плазменной турбулентностью. Рассмотрены основные методы исследования ГАМ с акцентом на описание доплеровского обратного рассеяния, как основного инструмента данного исследования. Представлены основные результаты экспериментальных исследований ГАМ на других установках (ASDEX Upgrade, DIII-D, T-10, ФТ-2 и др.) и на их основе сформулированы основные задачи диссертации.

В **главе 2** представлены диагностические методы, использованные для исследования ГАМ на токамаках Глобус-М и ТУМАН-3М. В разделе 2.1 представлена реализация метода доплеровского обратного рассеяния (ДОР) на токамаках Глобус-М и ТУМАН-3М. В разделе 2.1.1 представлены принципы ДОР и его реализация в виде двойного гомодинного приема и гетеродинного приема. В разделе 2.1.2 дано описание СВЧ схем диагностик ДОР на токамаках Глобус-М и ТУМАН-3М. Раздел 2.1.3 посвящен проблеме расчета лучевых траекторий в токамаках для определения волновых чисел рассеивающих флуктуаций и радиусов отсечек. Продемонстрированы методы таких расчетов в случае трехмерной геометрии токамака Глобус-М, а также даны простые оценки для токамака ТУМАН-3М. В разделе 2.1.4 описаны антенные системы рефлектометров на токамаках Глобус-М и ТУМАН-3М. Приведены оценки пространственного разрешения и разрешения по волновым числам. В разделе 2.2 описаны методы регистрации колебаний плотности и магнитного поля на частоте ГАМ, приведены параметры электростатических и магнитных зондов. Также в этом разделе обосновано использование диагностики, основанной на регистрации свечения на линии D_{α} , для исследования колебаний плотности плазмы на частоте ГАМ и их пространственной структуры. Раздел 2.3 посвящен

системам сбора и обработки данных: первичной обработки данных с аналогово-цифрового преобразователя, а также таким методам выявления ГАМ и их взаимодействия с фоновой турбулентностью, как спектральный, корреляционный, когерентный и бикогерентный анализ. Выводы к главе 2 о выборе диагностик для исследования ГАМ на токамаках Глобус-М и ТУМАН-3М и их применимости для решения поставленных в диссертации задач приведены в разделе 2.4.

Глава 3 посвящена результатам исследований геодезической акустической моды на сферическом токамаке Глобус-М. В разделе 3.1 представлены параметры разряда токамака, при которых были обнаружены ГАМ. В разделе 3.2 приведен качественный анализ амплитуды ГАМ, которая изменялась в течение разряда. Отмечено отсутствие прямых воздействий ГАМ на переход в Н-моду. Значительная часть раздела 3.2 посвящена исследованию спектров колебаний на частоте ГАМ сигналов различных диагностик, таких как доплеровское обратное рассеяние, электростатические и магнитные зонды и диагностика излучения на линии D_{α} . В разделе 3.2 проведено сравнение определенной в экспериментах частоты ГАМ с теоретическими предсказаниями. Раздел 3.3 посвящен исследованию радиальной локализации ГАМ. В разделе 3.4 приведены результаты исследования пространственной модовой структуры ГАМ. Раздел 3.5 посвящен исследованиям колебаний магнитного поля на частоте ГАМ, которые ранее были зарегистрированы только на токамаках с большим аспектным отношением [5]. Эти колебания были изучены с использованием полоидального массива магнитных зондов. В разделе 3.6 представлены результаты исследования временной эволюции ГАМ. В сигналах различных диагностик обнаружена сильная модуляция амплитуды колебаний ГАМ. В разделе 3.7 описаны результаты автобикогерентного анализа колебаний скорости вращения плазмы. В разделе 3.8 приведены основные выводы из главы 3 о результатах исследования ГАМ на токамаке Глобус-М.

В **Главе 4** описаны результаты исследования ГАМ на токамаке

ТУМАН-3М методом доплеровской рефлектометрии. Отличительной особенностью таких исследований является использование двух частот зондирования и, соответственно, возможность регистрации шира скорости вращения плазмы. Раздел 4.1 посвящен исследованию ГАМ в спектрах доплеровского частотного сдвига. В разделе 4.2 приведены результаты исследования частоты наблюдаемых ГАМ в зависимости от области их локализации и изотопного состава плазмы. В разделе 4.3 описаны результаты исследования области существования ГАМ в зависимости от параметров разряда. Раздел 4.4 посвящен определению локализации ГАМ. В разделе 4.5 приведены результаты исследования временного поведения амплитуды ГАМ. Описана связь между низкочастотным широм скорости, уровнем фоновой турбулентности и амплитудой ГАМ. В разделе 4.6 приведены результаты автобикогерентного анализа сигналов доплеровского частотного сдвига.

В заключении Главы 4 приводятся результаты сравнения исследования ГАМ на токамаках с различными геометрическими параметрами.

В **Заключении** диссертации перечислены основные результаты работы.

Основные результаты работы представлялись в 26-и докладах на российских и международных совещаниях и конференциях:

1. В.В. Буланин, А.В. Петров, **А.Ю. Яшин**, Н.В. Яшукова, Двухчастотный Доплеровский рефлектометр // Тезисы докладов XXXIV Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС, стр. 63, 12-16 февраля 2007 г
2. S.I. Lashkul, A.V. Altukhov, V.V. Bulanin, ... **A.Yu. Yashin**, et al. Improved Confinement Transition in Lower Hybrid Heating Experiment on FT 2 Tokamak, 34th EPS Conference on Plasma Phys. Warsaw, 2 - 6 July 2007 ECA Vol.31F, P-2.055 (2007)
3. В.В. Буланин, С.В. Крикунов, В.А. Корнев, ... **А.Ю. Яшин**, и др. Исследование шира вращения в токамаке ТУМАН-3М с помощью двухчастотного доплеровского рефлектометра // Тезисы докладов XXXV

- Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС, стр. 80, 11-15 февраля 2008 г
4. А.Б. Алтухов, А.О. Богданенко, В.В. Буланин, ... **А.Ю. Яшин**, и др. Переход в режим улучшенного удержания при дополнительном НГ нагреве повышенной мощности на токамаке ФТ-2 // Тезисы докладов XXXV Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС, стр. 52, 11-15 февраля 2008 г
 5. L. G. Askinazi, V.V. Bulanin, S. V. Lebedev, ... **A. Yu. Yashin**, et al. The two-frequency Doppler reflectometer application for plasma sheared rotation study in the TUMAN-3M tokamak // 35th EPS Conference on Plasma Phys. Hersonissos, Crete, Greece, on June 9-13 2008, P2.093
 6. В.В. Буланин, М.И. Вильджюнас, С.В. Крикунов, ... **А.Ю. Яшин**, и др. Двухчастотный доплеровский рефлектометр на токамаке ТУМАН-3М, Тезисы докладов // XIII Всероссийская конференция «Диагностика высокотемпературной плазмы» ДВП-13, стр. 90-92, г.Звенигород, 8-13 июня 2009 г.
 7. S.I. Lashkul, A.B. Altukhov, V.V. Bulanin, ... **A.Yu. Yashin**, et al. Improved confinement transition in lower hybrid heating experiment on FT-2 tokamak // Proc. 7th International Workshop "Strong Microwaves: Sources and Applications", edited by A.G. Litvak, Nizhny Novgorod: Institute of Applied Physics, 2009, vol. 2, pp. 312 - 317
 8. В.В. Буланин, В.К. Гусев, С.В. Крикунов, ... **А.Ю. Яшин**, и др. Наблюдение филаментов на токамаке Глобус-М методом доплеровской рефлектометрии // Тезисы докладов XXXVII Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС, 2010 г
 9. V.V. Bulanin, V.K. Gusev, N.A. Khromov, ... **A.Yu. Yashin**, et al. Observation of filaments in the Globus-M tokamak via Doppler reflectometry // 37th EPS Conference on Plasma Phys. Dublin, Ireland, on June 21-25, 2010, P1.1012
 10. V.K. Gusev S.E. Aleksandro, R.M. Aminov, ... **A.Yu. Yashin**, et al. Investigation of Beams and Waves Plasma Interaction in the Globus-M

Spherical Tokamak // Proc. 23th Int. Conf. on Fusion Energy 11-16 October 2010 Daejon, Rep. of Korea EXW/P7-08

11. Л.Г. Аскинази, В.В. Буланин, Н.А. Жубр, ... **А.Ю. Яшин**, и др. Скорость вращения плазмы в токамаке ТУМАН-3М по данным доплеровской рефлектометрии // Тезисы докладов XXXVIII Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС, 2011 г Стр. 91
12. V.V. Bulanin, V.K. Gusev, G.S. Kurskiev, ... **A.Yu. Yashin**, et al. Doppler reflectometry application for filament structure study on the Globus M tokamak // Proceedings of 10th International Reflectometry Workshop for fusion plasma diagnostics, Padova, Italy May 2011
13. В.В. Буланин, В.К. Гусев, Г.С. Курскиеv, ... **А.Ю. Яшин**, и др. Измерение скорости вращения флуктуаций плазмы токамака Глобус-М методом доплеровской рефлектометрии // Тезисы докладов XXXIX Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС, 2012 г
14. V.V. Bulanin, V.K. Gusev, N.A. Khromov, ... **A.Yu. Yashin**, et al. Filament structures in the Globus-M tokamak // 39th EPS Conference on Plasma Phys. 2012
15. V.V. Bulanin, L G Askinazi, A.D. Gurchenko, ... **A.Yu. Yashin**, et al. New applications of Doppler reflectometry // International Conference and School on Plasma Physics and Controlled Fusion, Alushta (Crimea), Ukraine, September 17-22, 2012
16. V.K. Gusev, N.N. Bakharev, A.A. Berezutskii, ... **A.Yu. Yashin**, et al. Globus-M Results Toward Compact Spherical Tokamak with enhanced Parameters Globus-M2 // Proc. 24th IAEA Fusion Energy Conference San Diego, USA 8-13 October 2012 EX/8-3
17. **A.Yu. Yashin**, L G Askinazi, A.A. Belokurov, V.V. Bulanin, et al. GAM observation in the TUMAN-3M tokamak using Doppler reflectometry // 40th EPS Conference on Plasma Physics, 2013
18. V.V. Bulanin, L.G. Askinazi, A.A. Belokurov, ... **A.Yu. Yashin**, et al. Doppler reflectometry application for GAM observation in the TUMAN-3M tokamak //

- Proceedings of 11th International Reflectometry Workshop, Palaiseau, France
April 2013
19. V.V. Bulanin, V.K. Gusev, N.A. Khromov, ... **A.Yu. Yashin**, et al. Geodesic acoustic mode study in the Globus-M tokamak // International Spherical Torus Workshop, York, UK, 16-19 September 2013
20. **A. Yu. Yashin**, V.V. Bulanin, V.K. Gusev, et al. First geodesic acoustic mode observation in the Globus-M spherical tokamak // 14th International Workshop on H-mode Physics and Transport Barriers Oct. 2-4, 2013 Kyushu University, Fukuoka, Japan
21. Л.Г. Аскинази, В.В. Буланин, М.И. Вильджюнас, ... **А.Ю. Яшин**, и др. Наблюдение ГАМ на токамаке ТУМАН-3М методом доплеровской рефлектометрии // XL Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, 11 – 15 февраля 2013 г.
22. В.В. Буланин, Ф. Вагнер, В.И. Варфоломеев, ... **А.Ю. Яшин**, и др. Наблюдение ГАМ на сферическом токамаке Глобус-М // XLI Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, 10 – 14 февраля 2014 г.
23. V. Gusev, N. Bakharev, B. Ber, ... **A. Yashin**, et al. Review of Globus-M Spherical Tokamak Results // 25th IAEA Fusion Energy Conference St. Petersburg, Russian Federation October 13–18, 2014 OV/P-03
24. V. Bulanin, V. Gusev, A. Iblyaminova, ... **A. Yashin**, et al. Geodesic Acoustic Mode Investigation in the Spherical Globus-M Tokamak Using a Multi-Diagnostic Approach // 25th IAEA Fusion Energy Conference St. Petersburg, Russian Federation October 13–18, 2014 EX/P1-32
25. В.В. Буланин, В.И. Варфоломеев, В.К. Гусев, ... **А.Ю. Яшин**, и др. Комплексное исследование геодезической акустической моды на сферическом токамаке Глобус-М // XLII Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, 9 – 13 февраля 2015 г.

26. **A.Yu. Yashin**, V.V. Bulanin, A.V. Petrov, et al. Multi-diagnostic approach to Geodesic Acoustic Mode study // First EPS Conference on Plasma Diagnostics - 1st ECPD, 14-17 April 2015 Villa Mondragone, Frascati (Rome) Italy

и опубликованы в 11-и статьях:

1. В.В. Буланин, В.И. Варфоломеев, В.К. Гусев, ... **А.Ю. Яшин**, и др. Наблюдение филаментов на токамаке Глобус-М методом доплеровской рефлектометрии // Письма в ЖТФ, 2011, т. 37, вып. 7, с. 103-110
2. Г.С. Курскиев, В.К. Гусев, С.Ю. Толстяков, ... **А.Ю.Яшин**, и др. Формирование внутренних транспортных барьеров в токамаке Глобус-М в режиме с ранним включением нейтрального пучка // Письма в ЖТФ, 2011, т. 37, вып. 23, с. 82-90
3. V.K. Gusev, R.M. Aminov, A.A. Berezutskiy, ... **A.Yu. Yashin** et al. Investigation of beam- and wave-plasma interactions in spherical tokamak Globus-M // Nucl. Fusion 51 (2011) 103019 (12pp)
4. V.K. Gusev, E.A. Azizov, A.B. Alekseev, ... **A.Yu. Yashin**, et al. Globus-M results as the basis for a compact spherical tokamak with enhanced parameters Globus-M2 // Nucl. Fusion 53 (2013) 093013 (14pp)
5. В.В. Буланин, Ф. Вагнер, В.И. Варфоломеев, ... **А.Ю.Яшин**, и др. Наблюдение геодезических акустических мод в сферическом токамаке Глобус-М // Письма в ЖТФ, 2014, т. 40, вып. 9, с. 24-31
6. **A.Yu. Yashin**, V.V. Bulanin, V.K. Gusev, et al. Geodesic acoustic mode observations in the Globus-M spherical tokamak // Nucl. Fusion 54 (2014) 114015 (6pp)
7. В.В. Буланин, Л.Г. Аскинази, А.А. Белокуров, ... **А.Ю. Яшин**, и др. Результаты бикогерентного анализа геодезической акустической моды в токамаках ТУМАН-3М и Глобус-М // Письма в ЖТФ, 2015, т. 41, вып. 8, с. 18-25
8. V.K. Gusev, N.N. Bakharev, V.A. Belyakov, ... **A.Yu. Yashin**, et al. Review of Globus-M spherical tokamak results // Nucl. Fusion 55 (2015) 104016

9. L.G. Askinazi, V.I. Afanasyev, A.B. Altukhov, ... **A.Yu. Yashin** et al. Fusion Research in Ioffe Institute // Nucl. Fusion 55 (2015) 104013
10. **A.Y. Yashin**, V.V. Bulanin, A.V. Petrov, et al. Multi-diagnostic approach to geodesic acoustic mode study // JINST 10 (2015) P10023
11. V.K. Gusev, N.N. Bakharev, B.Ya. Ber, ... **A.Yu. Yashin**, et al. Globus-M plasma physics research for fusion application and compact neutron source development // Plasma Phys. Control. Fusion 58 (2015) 014032

ГЛАВА 1. ГЕОДЕЗИЧЕСКАЯ АКУСТИЧЕСКАЯ МОДА. ОБЗОР ОСНОВНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ГАМ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧ.

1.1. Зональные потоки и их роль в контроле дрейфовой турбулентности.

Одним из наиболее перспективных способов получения энергии в будущем является метод, основанный на реакции синтеза ядер изотопов водорода. В настоящее время для разработки термоядерных реакторов предполагается использовать систему с магнитным удержанием горячей плазмы. Среди этих систем наиболее разработанными являются квазистационарные системы типа токамак. Одной из основных проблем удержания плазмы в токамаках остается наблюдаемый в этих системах аномальный перенос частиц и энергии. Основным процессом, ответственным за развитие приводящей к повышенному переносу поперек магнитного поля турбулентности в плазме, являются мелкомасштабные неустойчивости дрейфового типа, которые возникают при наличии градиента плазменного давления. В ряде экспериментов на токамаках наблюдаются переход к улучшенному удержанию, когда в некоторых областях плазмы аномальный перенос резко снижается, и возникают так называемые транспортные барьеры. В ходе исследований причин перехода к улучшенному удержанию было установлено, что он обусловлен подавлением дрейфовой турбулентности при возникновении неоднородного вращения плазмы (шира вращения). Выявлено несколько механизмов возникновения шира скорости вращения. Одним из наиболее важных является механизм, обусловленный возникновением в турбулентной плазме зональных потоков. Зональные потоки возникают в результате нелинейного развития турбулентности. Они описаны в гидродинамике, как течения, возникающие под действием напряжений Рейнольдса $\langle \delta V_\theta \delta V_r \rangle$, где δV_θ и δV_r – флуктуации полоидальной и радиальной компонент скорости плазменной турбулентности, а $\langle \rangle$ - усреднение по времени. Зональные течения являются весьма общим классом

явлений, обнаруживаемых не только в лабораторной плазме, но также и в атмосфере планет и в астрофизических объектах. В плазме токамаков и стеллараторов они представляют собой тороидально симметричные возмущения радиального электрического поля, локализованные по малому радиусу. Процесс их возникновения и развития описывается моделью «хищник-жертва», где «хищником» является зональный поток, а «жертвой» - мелкомасштабная плазменная турбулентность. Сами зональные потоки непосредственно не приводят к насыщению дрейфовой турбулентности. Тем не менее, их развитие сопровождается перекачкой энергии от турбулентных флуктуаций плазмы к потокам с последующей их диссипацией. Важным обстоятельством является возникновение шира скорости вращения плазмы, обусловленное существованием зональных потоков, которое и может определять плазменную турбулентность. Шир скорости порождает деформацию флуктуаций и их последующее дробление, которое приводит к уменьшению характерных турбулентных ячеек и, как следствие, к уменьшению турбулентного переноса.

Соответственно, зональные потоки являются посредником в саморегулировании турбулентности и переноса и, тем самым, влияют на формирование транспортных барьеров, их динамику и переходы, вызванные потоками в скрещенных электрическом и магнитном полях [1]. Поэтому исследования процессов взаимодействия зональных потоков с турбулентностью являются весьма актуальными и проводятся на большинстве термоядерных установок.

1.2. Геодезическая акустическая мода.

В тороидальных установках с магнитным удержанием зональные потоки разделяют на низкочастотные зональные потоки и высокочастотные геодезические акустические моды (ГАМ), существование которых было предсказано в 1968 году [6]. Полагается, что подобно низкочастотным зональным потокам, ГАМ могут возбуждаться посредством нелинейного

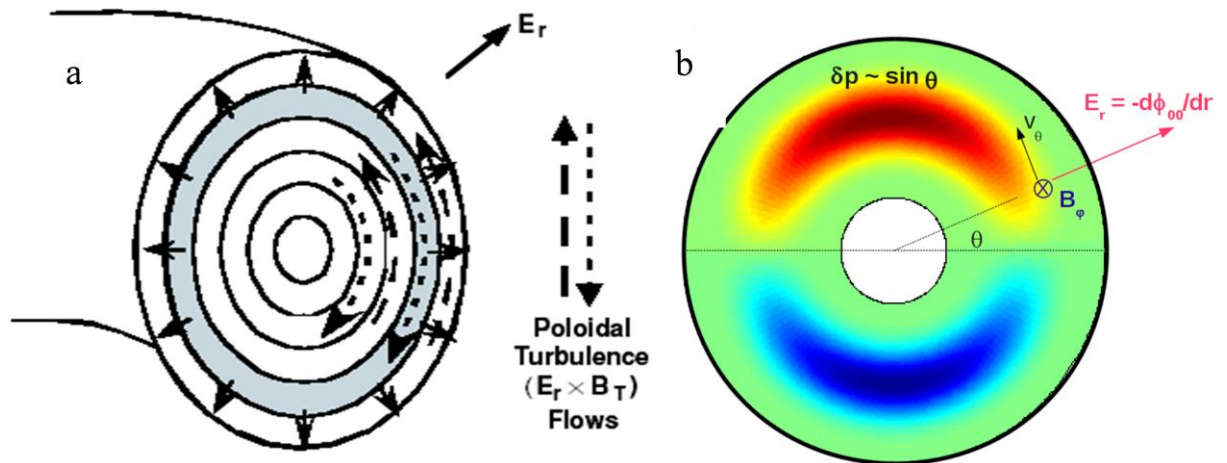


Рис.1. Схематическое изображение полоидального сечения токамака.

а) Направление полоидальной скорости вращения плазмы в различных слоях (пунктирные стрелки). Серый слой обозначает область существования ГАМ, в которой к средней скорости вращения добавляется осциллирующая добавка, которая может приводить к инвертированию скорости вращения.

б) Два лепестка (красный и синий) представляют собой вызванное ГАМ возмущение давления, возникающее из-за геодезической кривизны, которая всегда присутствует в тороидальных установках.

взаимодействия с фоновой широкополосной турбулентностью [1, 7, 8, 9]. ГАМ проявляется в виде гармонических колебаний радиального электрического поля, изменяющихся по малому радиусу и имеющих пространственную структуру с тороидальным и полоидальным номерами $n = 0$ и $m = 0$ (Рис.1 а). Колебания радиального электрического поля сопровождаются возмущениями плотности плазмы, пространственная структура которых представляет собой стоячую волну с $n = 0$ и $m = 1$ ($\delta n \approx \sin(m\theta)$) (Рис.1 б). При этом колебания плотности сдвинуты по фазе на 90° относительно колебаний электрического поля или скорости. Амплитуда этих колебаний по оценкам составляет [2, 10]:

$$\frac{\delta n}{n} = -(\sqrt{2}k_r \rho_i \frac{e\delta\varphi}{T_e}) \sin \theta \dots\dots\dots(1.1)$$

Здесь $\delta\phi$ – флуктуации потенциала плазмы, k_r – радиальное волновое число ГАМ, ρ_i – ларморовский радиус ионов. Возмущения плотности порождают возникновение отличного от нуля интегрального тока через магнитную поверхность, который компенсируется поляризационным дрейфом в переменном электрическом поле. Условие разрешимости уравнений, задающих связь амплитуд электрического поля и плотности плазмы, определяют дисперсионное соотношение для частоты ГАМ. Для токамака круглого полоидального сечения и большого аспектного отношения в рамках одножидкостной магнитогидродинамики было получено следующее выражение для частоты ГАМ [6]:

$$\omega_{GAM} \approx (2 + q^{-2})^{\frac{1}{2}} c_s / R, \quad c_s = \sqrt{(T_e + \gamma_i T_i) / m_i}, \quad (1.2)$$

где γ_i – показатель адиабаты ионов.

В более общем случае (например, для сферических токамаков) необходимо учитывать такие геометрические параметры токамаков, как аспектное отношение и вертикальная вытянутость [11]:

$$\omega_{GAM} \approx \frac{v_{Ti}}{R} \sqrt{\left(\frac{7}{4} + \frac{T_e}{T_i}\right) \left(\frac{2}{k^2+1}\right)} \left(1 - s_k \frac{k^2}{4k^2+4} - \epsilon^2 \frac{9k^2+3}{8k^2+8}\right) \quad (1.3)$$

Здесь $v_{Ti} = (2T_i/m_i)^{1/2}$, k – вертикальная вытянутость плазменной конфигурации, ϵ – обратное аспектное отношение, $s_k = (k-1)/k$.

Выражения (1.2) и (1.3) определяют локальные значения частоты, соответствующие определенным ионным и электронным температурам. В [12] было проведено рассмотрение радиального распределения ГАМ при наличии градиента температуры. С использованием выражения для поляризационного дрейфа с учетом конечного ионного ларморовского радиуса было получено следующее дисперсионное соотношение:

$$(1 - k^2 \rho_i^2) \omega^2 = \omega_G^2, \quad (1.4)$$

Где $k = k_r$ – радиальное волновое число ГАМ. Подменой $k^2 \rho_i^2 \rightarrow -\rho_i^2 d^2/dr^2$ было получено дифференциальное уравнение,

$$\rho_i^2 \frac{d^2}{dr^2} \phi(r) + \frac{r - r_0}{L_T} \phi(r) = 0, \quad (1.5)$$

решение, которого определяет ГАМ, как колебания, радиальное распределение которых определяется собственной функцией в виде функции Эйри с характерным радиальным масштабом

$$\lambda = \rho_i^{2/3} L_T^{1/3}, \quad (1.6)$$

где $L_T = T/\nabla T$ – характерный масштаб изменения температуры. В работах [Ильгисонис] представлены радиальные распределения глобальной ГАМ, которые охватывают значительный объем столба плазмы.

При исследовании МГД свойств ГАМ для случая круглого полоидального сечения и малого аспектного отношения было обнаружено [13], что развитие моды может сопровождаться малыми колебаниями магнитного поля, имеющими полоидальный номер моды $m = 2$ и представляющими собой стоячую волну с узлами при полоидальных углах $\theta = 0^0, 90^0, 180^0, 270^0$.

Затухание ГАМ, как показано в различных исследованиях [например, см. 2], может объясняться как столкновительными механизмами, так и не связанными с ион-ионными столкновениями механизмами. В работе [14] аналитическими и численными методами показано, что затухание ГАМ ведет себя немонотонным образом в зависимости от отношения $v_{ii}R/v_t$ частоты ион-ионных ударов v_{ii} к обратному времени пролета R/v_t (v_t – тепловая скорость ионов). При малых отношениях $\hat{v}_l = v_{ii}R/v_t \ll 1$ затухание пропорционально v_{ii}

$$\hat{\gamma} = -\frac{3}{14+8\tau} \hat{v}_l \quad (1.7)$$

а при больших – затухание обратно пропорционально v_{ii} , ($\tau = T_e/T_i$)

$$\hat{\gamma} = -\frac{3q^2}{8\hat{v}_l} \quad (1.8)$$

так, что при $v_{ii}R/v_t \sim 1.2$ наблюдается максимум затухания. Кроме столкновительного затухания возможно бестолковительное затухание по

механизму Ландау с декрементом порядка $\omega_{\text{GAM}} \cdot \exp(-q^2/2)$. Суммарный декремент затухания может немонотонно изменяться вдоль малого радиуса токамака, имея две области пониженных значений – вблизи самой периферии разряда и во внутренней области разряда [14]. Имея в виду, что ГАМ есть результат нелинейного развития мелкомасштабной турбулентности, и тот факт, что интенсивность турбулентности нарастает к периферии, можно полагать, что ГАМ должны преимущественно развиваться на периферии разряда.

1.3. Основные методы диагностики ГАМ.

Так как ГАМ проявляется, прежде всего, как колебания радиального электрического поля, потенциала плазмы или связанного с ними колебания скорости вращения плазмы в скрещенных электрическом и магнитном полях, для их исследования необходимо использовать диагностики, измеряющие именно эти параметры. К таким диагностикам, прежде всего, относится диагностика, основанная на инъекции пучка тяжелых ионов (НІРВ). В этом методе определяется энергия вторично ионизованного пучка, что позволяет определять колебания плазменного потенциала в области вторичной ионизации [15,16]. Впервые возможность применения НІРВ для измерения зональных потоков в электрическом поле посредством измерения внутренних флуктуаций потенциала была продемонстрирована на токамаке ТЕХТ [17]. Впоследствии диагностика НІРВ применялась в различных своих модификациях (одноточечной и многоточечной) для исследования ГАМ на токамаках JPP T-III, T-10, JFT-2M и ТУМАН-3М [5, 18-20]. При использовании НІРВ возникают определенные сложности. Для регистрации радиального электрического поля необходимо использовать двухканальную систему регистрации вторично ионизованного пучка, требуется обеспечить доступ, как зондирующего пучка тяжелых ионов, так и вторичного. Метод требует определенной априорной информации о распределении полоидального поля в токамаке, которая не всегда доступна.

Эксперименты на токамаке DIII-D показали возможность использования спектроскопии инжектируемых в плазму пучков (BES) для исследования ГАМ [21]. Техника скоростной фотографии в определенном спектральном диапазоне позволяла определять полоидальную скорость перемещения (вращения) флуктуаций плотности и выявить ГАМ.

Для исследования ГАМ также широко применяются электростатические зонды, которые позволяют локально определять потенциал плазмы, а также плотность плазмы. Такие эксперименты проводились на токамаках JFT-2M, T-10, HL-2A, ISTТОК, TEXTOR, MAST, EAST, HT-7, JET [5, 22-29]. Однако использование зондов Ленгмюра ограничено периферийной плазменной областью, где температура плазмы еще не очень велика и не происходит термического разрушения материала зонда. Для предотвращения такого разрушения в крупных токамаках стали внедряться «прыгающие» зонды (reciprocating probes), которые находятся ограниченное время в области внутри сепаратрисы.

Для исследования магнитной составляющей ГАМ используют традиционные магнитные зонды. Такие измерения проводились на токамаке T-10 [5] и, впоследствии, на токамаках DIII-D [30] и TCV [31] одновременно с исследованиями, которые представлены в настоящей диссертации.

Также для исследования ГАМ широко применяются микроволновые методы исследования скоростей флуктуаций плазмы. К таким методам относится корреляционная рефлектометрия, которая применялась для исследования ГАМ на токамаках T-10 и TEXTOR [5, 10]. Этот метод позволяет определять полоидальную скорость вращения флуктуаций плотности плазмы по измерению временной задержки между сигналами двух полоидально разнесенных рефлектометров. Также метод позволяет оценить уровень флуктуаций плотности плазмы.

Оригинальный подход в области СВЧ был предложен и реализован на токамаке ФТ-2 [32]. Использовался метод усиленного обратного рассеяния СВЧ излучения в области верхнего гибридного резонанса. Оказалось, что при

зондировании плазмы со стороны сильного магнитного поля при смещении антенны относительно экваториальной плоскости возникает смещение спектра, которое можно связать с полоидальным вращением плазмы и тем самым регистрировать ГАМ. Во многом с этим методом сходен метод доплеровского обратного микроволнового рассеяния (ДОР) [33]. В связи с тем, что ДОР использовался в качестве основного инструмента регистрации ГАМ в настоящей работе, его описание представлено в отдельном разделе.

1.4. Метод обратного доплеровского рассеяния.

Метод доплеровского обратного рассеяния, или метод доплеровской рефлектометрии основан на регистрации микроволнового излучения, обратно рассеянного на флуктуациях плотности плазмы, при наклонном падении зондирующего пучка на магнитную поверхность токамака. Известно, что в токамаке мелкомасштабные флуктуации, на которых возможно обратное микроволновое рассеяние, являются результатом развития неустойчивости дрейфового типа, когда волновой вектор с большой точностью направлен перпендикулярно силовым линиям магнитного поля. В связи с этим для появления обратного рассеяния надо, чтобы волновой вектор, определяемый наклоном антенны K_{\perp} , являясь касательным к магнитной поверхности (для О-моды), одновременно был перпендикулярен силовой линии магнитного поля в точке поворота лучевой траектории (см. Рис.2) или, что тоже самое, продольная компонента волнового вектора K_{\parallel} должна быть равна нулю. Это условие может быть выполнено путем задания определенных углов наклона излучающей антенны относительно полоидального и тороидального направления. При выполнении этого условия волновой вектор K_{\perp} направлен вдоль (или точно против) дрейфа в радиальном электрическом поле, или, иными словами, в сторону диамагнитного дрейфа заряженных частиц.

При движении флуктуаций перпендикулярно магнитным силовым линиям со скоростью V_{\perp} спектр обратно рассеянного микроволнового излучения будет сдвинут на частоту, определяемую эффектом Доплера, т.е.

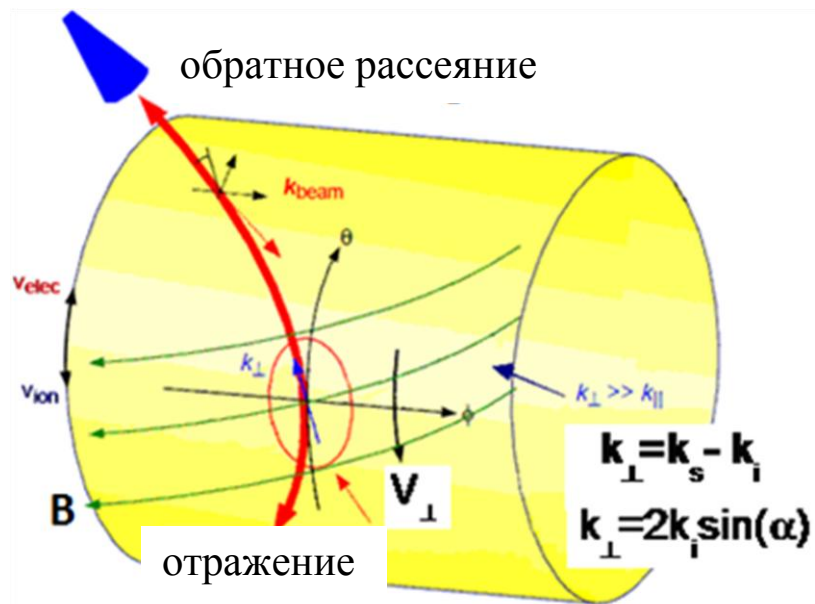


Рис.2. Схематичное изображение прохождения микроволнового излучения в плазме токамака.

$$\Delta\omega = \mathbf{K}_{\perp} \cdot \mathbf{V}_{\perp} \quad (1.9)$$

Таким образом, путем определения величины и знака доплеровского сдвига $\Delta\omega$ при известной величине \mathbf{K}_{\perp} можно найти скорость вращения флуктуаций в направлении дрейфа в радиальном электрическом поле \mathbf{V}_{\perp} . Строго говоря, скорость рассеивающих флуктуаций в лабораторной системе координат представляет собой сумму скорости вращения плазмы в радиальном электрическом поле и скорости вращения флуктуаций относительно плазмы - $\mathbf{V}_{\perp} = \mathbf{V}_{E \times B} + \mathbf{V}_{ph}$. Однако, при регистрации ГАМ на определенной выделенной частоте ГАМ можно полагать, что колебания скорости определяются именно колебаниями скорости дрейфа или скоростью $\mathbf{V}_{E \times B}$.

Для определения скорости вращения флуктуаций плотности плазмы и ее направления необходимо определять смещение спектра обратно

рассеянного излучения. Для этого используют квадратурные детекторы, в двух каналах которых происходит смешение рассеянного излучения и опорного излучения, Опорное излучение имеет имеющего частоту равную частоте зондирования ω_i или смещенную относительно этой частоты ω_i . Фаза опорных излучений в двух каналах смещена на $\pi/2$. На выходе каналов квадратурного детектора, или IQ детектора, образуются так называемые «косинусный» $I(t)$ и «синусный» $Q(t)$ сигналы. Спектр комплексного сигнала $I(t)+iQ(t)$ определяется в «синей» и «красной» полосе частот, что позволяет определить величину и знак доплеровского частотного сдвига спектра. Знание $I(t)$ и $Q(t)$ сигналов позволяет также отдельно определить амплитуду $A(t) = (I(t)^2+Q(t)^2)^{0.5}$ и фазу комплексного сигнала $\varphi(t) = \arctan(Q(t)/I(t))$.

Благодаря возможности определения скорости вращения плазмы при различных радиусах и с хорошим временным разрешением метод доплеровского обратного рассеяния стал использоваться для исследования зональных потоков и ГАМ. Более того, метод позволяет не только регистрировать ГАМ с использованием спектрального анализа, но и определять абсолютную величину скоростей потоков в ГАМ и соответствующих амплитуд колебания электрического поля. Кроме того, метод ДОР позволяет определять уровень флуктуаций плотности плазмы в известной полосе k-спектра.

1.5. Результаты исследования ГАМ.

1.5.1. Идентификация ГАМ и области их существования.

ГАМ в виде когерентных колебаний проявлялись в спектрах сигналов различных диагностик, измеряющих радиальное электрическое поле и непосредственно связанную с ним скорость перпендикулярного вращения плазмы. Так колебания ГАМ были обнаружены на токамаке TEXT [17] (Рис.3-а), на токамаке ASDEX Upgrade [34] (Рис.3-б) и на токамаке DIII-D [21] (Рис.3-с). Подобные наблюдения когерентных пиков на спектрах скорости, потенциала и электрического поля отмечались и на многих других

установках [2]. Измеренная частота этих пиков совпадала с классически предсказанной частотой ГАМ [13] в случае токамаков с большим аспектным отношением и круглым сечением. На установках, на которых была возможность получить радиальные профили электронной и ионной температуры и точно определить радиальные положения ГАМ, были восстановлены зависимости частоты ГАМ от электронной температуры (см, например, [34, 35]).

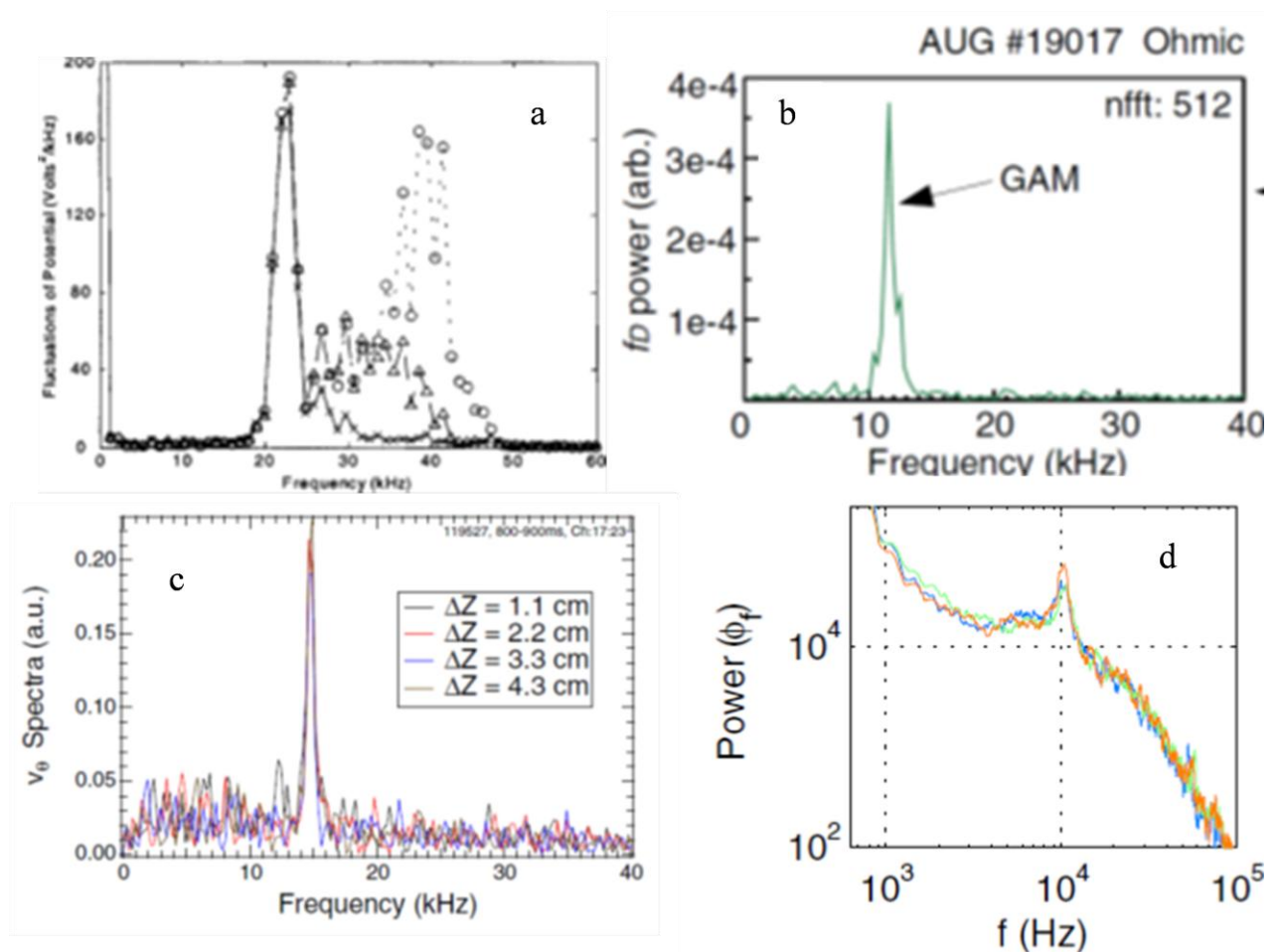


Рис.3. Спектры сигналов а) плазменного потенциала, измеренного на токамаке TEXT, б) полоидальной скорости вращения флуктуаций плотности плазмы, измеренной на токамаке ASDEX Upgrade, в) полоидальной скорости вращения плазмы, измеренной на токамаке DIII-D и д) плазменного потенциала, измеренного на токамаке MAST.

На токамаке ASDEX Upgrade была проведена серия экспериментов [34], продемонстрировавшая зависимость измеряемой частоты ГАМ от

вертикальной вытянутости плазменной конфигурации. Впоследствии на токамаке DIII-D также было экспериментально обнаружено [21] уменьшение частоты ГАМ с ростом вытянутости. Более того, эксперименты на токамаке MAST показали [26], что в случае токамаков с малым аспектным отношением и сильной вытянутостью плазмы наблюдаемая частота (Рис.3-d) будет значительно меньше «классического» значения и необходимо учитывать геометрическую поправку в соответствии с формулой (1.3).

Таким образом, имеющиеся сейчас сведения о частоте ГАМ в основном соответствуют теоретическим оценкам, и само совпадение частот привлекается, как свидетельство регистрации ГАМ [35]

В экспериментах на токамаке ФТ-2 [32] исследовалась область существования ГАМ в зависимости от профиля коэффициента запаса устойчивости q . Показано, что при уменьшении значений запаса устойчивости область локализации ГАМ существенно уменьшается, что, по видимому, определяется бесстолкновительным затуханием Ландау (см. раздел 1.2).

Зависимость области существования ГАМ от плотности плазмы была исследована в экспериментах на токамаке ASDEX Upgrade [34]. ГАМ не наблюдалась при плотности выше определенного предела. Такая зависимость от плотности могла быть связана с зависимостью столкновительного затухания ГАМ от плотности (см. главу 1.2). ГАМ также не наблюдалась в H-режиме. Это, видимо, связано с уменьшением уровня турбулентности в H-режиме и, соответственно, с невозможностью возбуждения ГАМ по механизму Рейнольдса.

1.5.2. Локализация ГАМ по большому радиусу.

Исследование радиальных распределений ГАМ представляет особый интерес, поскольку они с одной стороны могут определяться радиальным профилем собственной моды, с другой стороны могут определяться зависимостью затухания от радиуса. На многих токамаках было показано,

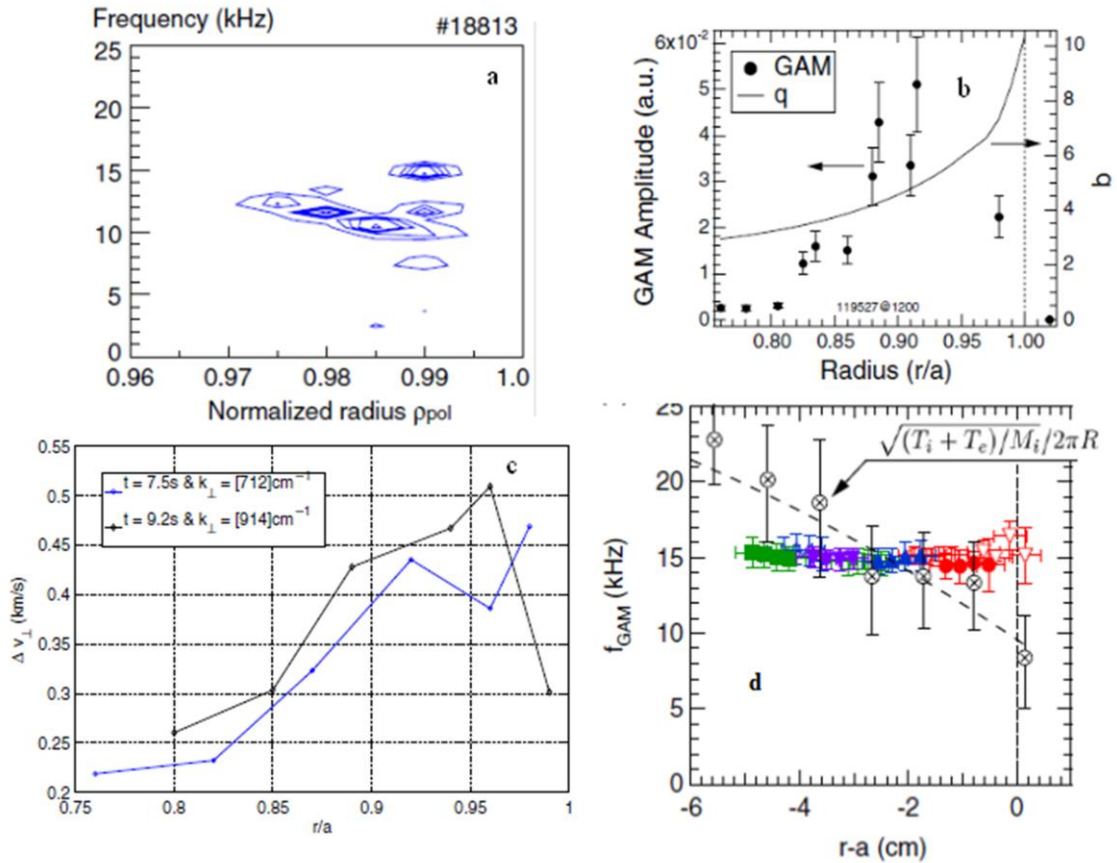


Рис.4. а) контурная диаграмма зависимости спектральной мощности доплеровского частотного сдвига от частоты и нормализованного радиуса на ASDEX Upgrade, б), в) радиальная зависимость амплитуды колебаний плазменного потенциала на частоте ГАМ на DIII-D и Tore Supra, д) радиальная зависимость измеренной частоты ГАМ на JFT-2M.

что область возникновения ГАМ расположена в интервале между пьедесталом и последней замкнутой магнитной поверхностью. На Рис.4 а, б и в приведены данные с токамаков ASDEX Upgrade, DIII-D и Tore Supra, соответственно [36, 21, 35].

Однако в ряде экспериментов ГАМ были зарегистрированы во внутренних областях разряда [37, 38]. Такие распределения интерпретируются, как развитие кинетической моды [37] или глобальной геодезической моды [38].

Различие в областях локализации ГАМ на различных установках может определяться процессами их возбуждения и затухания. Так, например, на токамаке ФТ-2 было показано, что в зависимости от профиля коэффициента запаса устойчивости и, соответственно, декремента затухания Ландау ГАМ могут значительно менять область своей локализации [32]. Подобный результат описывается в экспериментах на токамаке DIII-D [21], где было показано, что амплитуда ГАМ сильно зависит от запаса устойчивости, q_{95} . Амплитуда ГАМ растет при значениях q_{95} между q_{95} 4.2 и 6.0, и ГАМ отсутствует при меньших значениях q_{95} .

1.5.3. Сопутствующие ГАМ колебания плотности плазмы и магнитного поля. Пространственный модовый состав ГАМ.

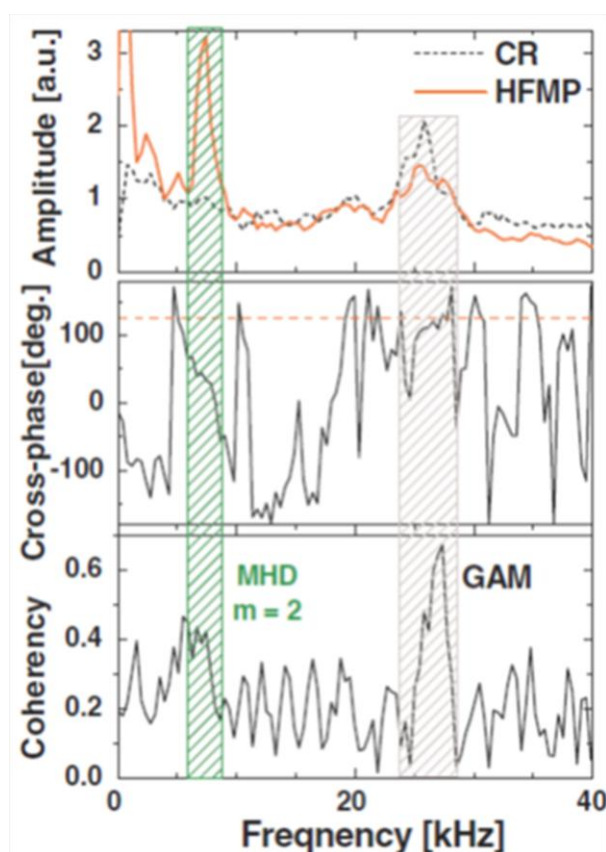


Рис.5. Спектры (сверху), взаимная фаза (посередине) и взаимная когерентность (снизу) сигналов корреляционного рефлектометра (CR) и магнитного зонда (HFMP).

При наблюдении ГАМ помимо колебаний электрического поля или E_{\perp} скорости наблюдались также колебания плотности плазмы на частотах ГАМ. На токамаке T-10 [5] были обнаружены колебания плотности на частоте ГАМ с помощью рефлектометрии (Рис 5). Таким же образом колебания плотности были обнаружены и на токамаке TEXTOR [10]. Более того, при помощи одновременных измерений в экваториальной плоскости и сверху камеры токамака было продемонстрировано, что колебания плотности имеют полоидальную структуру $\sin(m\theta)$ ($m = 1$). Этот результат предсказывался теорией, описанной в главе 1.2. Небольшие флуктуации плотности в экваториальной плоскости объяснялись конечным разрешением рефлектометра [10].

Помимо колебаний плотности в экспериментах было зафиксировано колебание магнитного поля с частотой ГАМ. Такие эксперименты были впервые проведены на токамаке T-10 [5]. На (Рис.5) можно увидеть, что пик на спектре сигнала магнитного зонда также совпадает по частоте с пиком на спектре сигнала рефлектометра. На токамаке DIII-D также наблюдались колебания магнитного поля на частоте ГАМ [30]. Более того была попытка исследовать полоидальную структуру этих колебаний с использованием массива магнитных зондов. Сигналы всех используемых зондов оказались в фазе, и был сделан вывод о модовой структуре $m=0$ [30]. Однако позднее выяснилось, что количество зондов в этих экспериментах было недостаточно и эти же результаты допускали развитие моды $m=2$.

На токамаке TCV также были проведены эксперименты по исследованию колебаний магнитного поля на частоте ГАМ [31]. На (Рис.6 с) приведена зависимость фазы сигналов магнитных зондов, расположенных при различных полоидальных углах. Такие измерения позволили определить полоидальную структуру колебаний магнитного поля, связанных с ГАМ. Как и предсказывала теория (глава 1.2) полоидальный номер моды таких возмущений оказался равным $m = 2$. Эти наблюдения были зафиксированы

одновременно с нашими измерениями колебаний магнитного поля на частоте ГАМ (см. Главу 3).

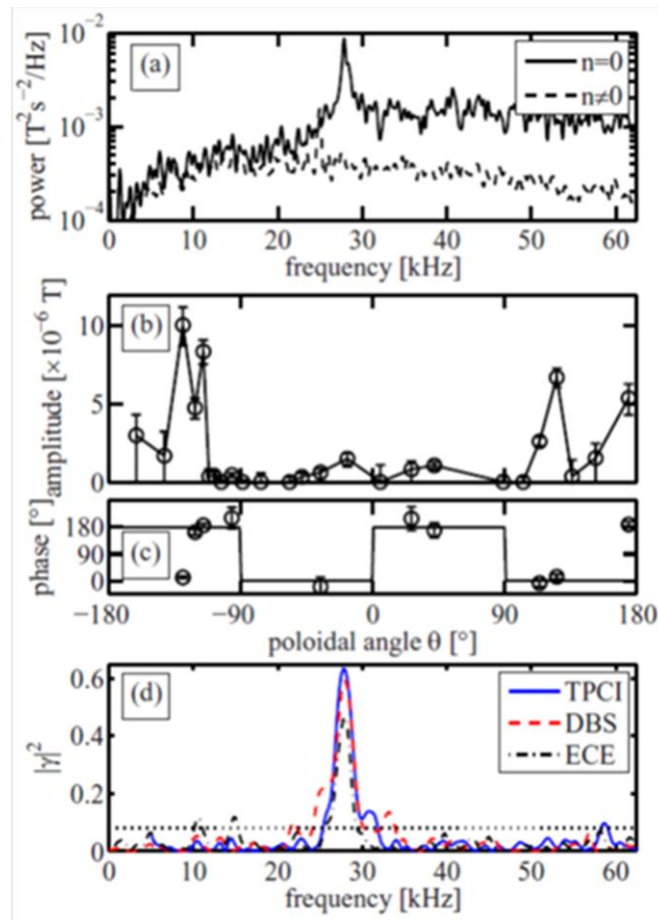


Рис.6. а) Спектры флуктуаций магнитного поля, б) и с) полоидальная зависимость амплитуды и фазы магнитной компоненты ГАМ, д) взаимная когерентность сигналов магнитного зонда и других диагностик.

1.5.4. Взаимодействие зональных потоков и плазменной турбулентности.

Во многих экспериментах наблюдалась значительная эволюция (более 50%) зональных потоков и амплитуды ГАМ (см, например, [5,34]). Такие изменения носили квазипериодический или иррегулярный характер. Полагается, что такие изменения, или перемежаемость, тесно связаны с процессами взаимодействия ГАМ с плазменной турбулентностью, которые описываются различными моделями «жертва – хищник», учитывающими

взаимную перекачку энергии между плазменными флуктуациями и зональными течениями [1, 39]. Модели, описывающие изменения зональных потоков постоянно модифицировались и совершенствовались. Последняя из таких моделей [39] описывает взаимодействие между зональными потоками и турбулентностью посредством напряжений Рейнольдса. При этом учитывается также затухание зональных потоков за счет ион-ионных столкновений и механизма декорреляции флуктуаций при наличии ширя средних скоростей вращения, возникающих из-за градиентов плазменного давления [39]. Из последних наиболее информативных экспериментальных работ, в которых изучалась перемежаемость зональных потоков, следует отметить работы [40, 41]. В экспериментах [40,41] вариации зональных потоков тракуются как колебания с ограниченным числом циклов (LCO), которые предсказываются модельными расчетами [39].

При исследовании ГАМ перемежаемость отмечалась как вариации огибающей амплитуды ГАМ. Эти изменения носили или нерегулярный характер, или наблюдались как квазипериодические колебания. Нерегулярные изменения амплитуды ГАМ наблюдались на токамаках T-10 [5], ASDEX-Upgrade [34], DIII-D [43]. Такие изменения связывались с вариациями низкочастотных зональных потоков, однако систематических экспериментов, подтверждающих это предположение не проводилось. Периодические изменения амплитуды ГАМ наблюдались в так называемой I-фазе, которую характеризовали, как проявление LCO [43]. В работе отмечался пороговый характер возникновения ГАМ (см. Рис.7). Примечательно, что фактически наблюдалось почти синфазное изменение амплитуды ГАМ и уровня турбулентности (см. Рис.7).

Наблюдалась также корреляция между колебаниями на частоте ГАМ и уровнем широкополосной фоновой турбулентностью. На токамаке T-10 такая корреляция отмечалась между колебаниями плотности плазмы на частоте ГАМ и уровнем колебаний плотности в широкой полосе. Корреляция отмечалась также на токамаке [19] между колебаниями радиального

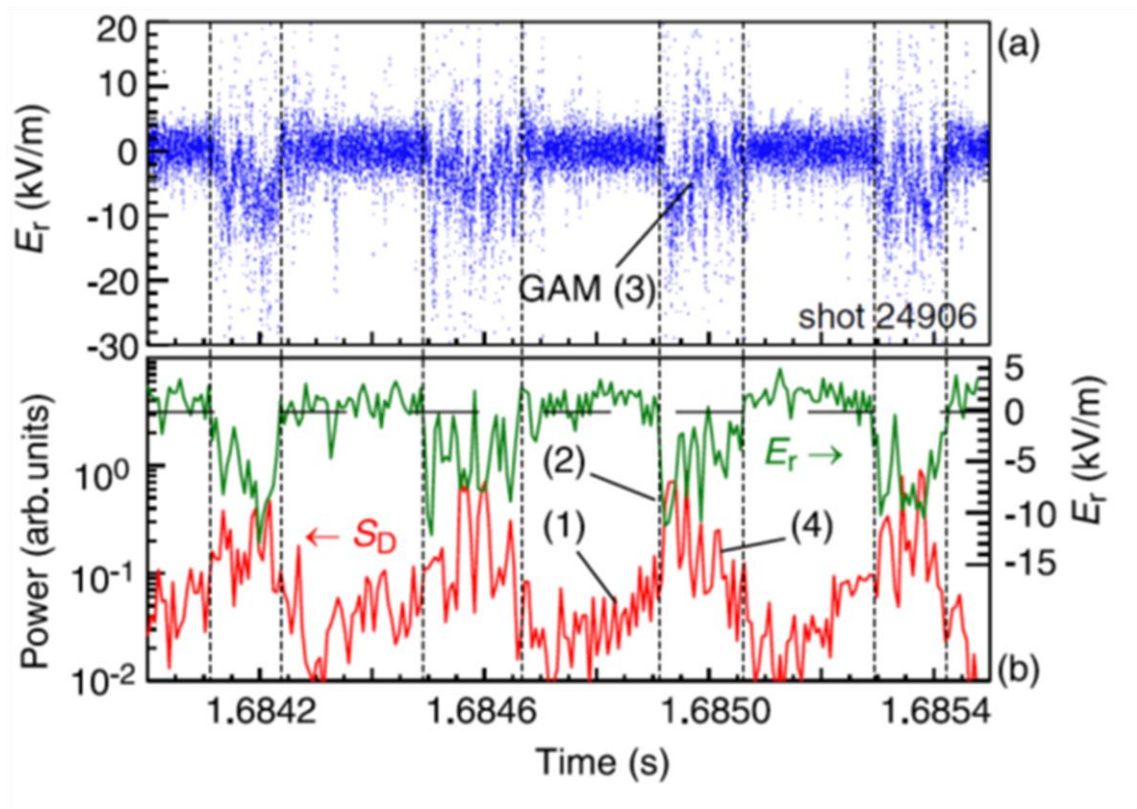


Рис.7. (а) Временная эволюция мгновенного радиального электрического поля E_r , демонстрирующее вспышки колебаний ГАМ, (б) сглаженное E_r и уровень турбулентности S_D демонстрирующие (1) повышение уровня турбулентности, (2) порог, (3) ГАМ, и (4) подавление турбулентности.

электрического поля на частоте ГАМ и уровнем турбулентных флуктуаций плотности. Однако эти измерения, по мнению самих авторов, не признавались как свидетельство подавления турбулентности из-за ширины скорости при развитии ГАМ. Примечательно, что в этой же работе были обнаружены колебания на частоте ГАМ конвективного переноса, определенного с помощью диагностики НИВР [19]

Прямое экспериментальное подтверждение факта возникновения зональных потоков под действием напряжений Рейнольдса $\langle \delta V_\theta \delta V_r \rangle$ реализовать в горячей плазме токамаков исключительно сложно. Поскольку процесс возникновения зональных потоков, в том числе и ГАМ есть результат трех-волнового взаимодействия [1], было показано, что должна

существовать фазовая связь между колебаниями на частоте ГАМ и спектральными составляющими плазменной турбулентности [44-46]. Эту связь можно выявить путем вычисления биспектрального анализа. Автобикогерентный спектр представляет собой следующую функцию:

$$b^2(\omega_1, \omega_2) = \frac{\left| \left\langle \tilde{f}_i(\omega_1) \tilde{f}_i(\omega_2) \tilde{f}_i^*(\omega_3) \right\rangle \right|^2}{\left\langle |\tilde{f}_i(\omega_1) \tilde{f}_i(\omega_2)|^2 \right\rangle \left\langle |\tilde{f}_i(\omega_3)|^2 \right\rangle}, \quad (1.10)$$

Где $f_i(\omega_1)$, $f_i(\omega_2)$, $f_i(\omega_3)$ – Фурье – компоненты при частотах, удовлетворяющих соотношению $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$. Бикогерентность приобретает значительную величину, если существует фазовая связь между тремя спектральными компонентами. Бикогерентный анализ, проведенный на ряде токамаков, подтвердил существование трех-волнового взаимодействия при возникновении зональных потоков. На токамаке DIII-D фазовая связь была обнаружена для спектральных компонент скорости, одна из которых была скоростью на частоте ГАМ (Рис.8) [42]. Сама скорость во всем широком спектральном диапазоне определялась методом обратного доплеровского рассеяния. Вычисленная автобикогерентность показана на Рис.8. На токамаке ФТ-2 была определена бикогерентность, когда в качестве спектральных компонент использовались широкополосные колебания плотности плазмы, зарегистрированные рефлектометрическим методом [47]. Обнаруженные значения бикогерентности, превышающие уровень шумов, убедительно свидетельствовали о наличии фазовой связи между ГАМ и плазменной турбулентностью. Такая связь могла возникать при обратном воздействии ГАМ на турбулентность в силу декорреляции флуктуаций из-за ширины $E \times B$ скорости.

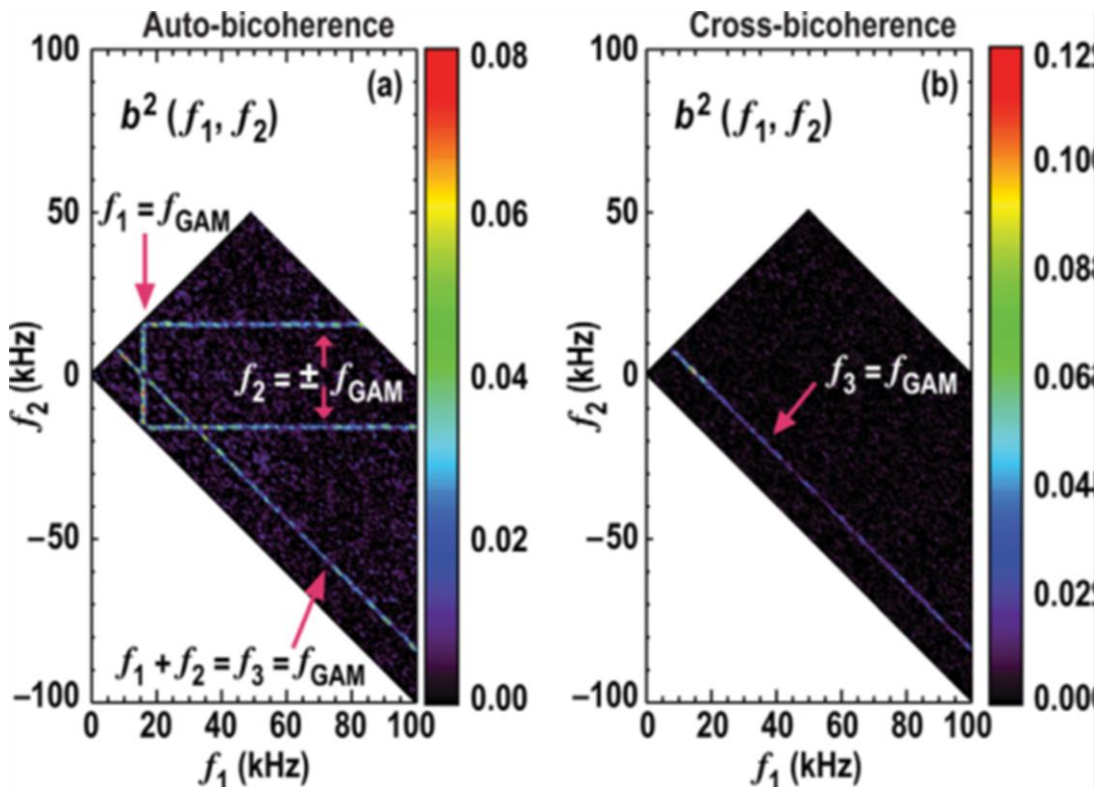


Рис. 8. а) Автобикогерентность доплеровского частотного сдвига, б) взаимная бикогерентность сигналов доплеровских частотных сдвигов двух диагностик, разнесенных на 180° в тороидальном направлении.

1.6. Постановка задачи

Целью данной работы было проведение сравнительного исследования ГАМ в токамаках с различной магнитной конфигурацией. Основной акцент исследования делался на выявлении специфики возникновения и развития ГАМ в токамаке с малым аспектным отношением. Для достижения поставленной цели намечалось использование комплексного подхода в исследовании ГАМ. В ходе работы необходимо было решить следующие задачи:

1. Разработать двухчастотный ДР для токамака ТУМАН-3М с лимитерным разрядом.

2. Провести исследование ГАМ на токамаке ТУМАН-3М и определить влияние низкочастотного ширя скорости вращения на развитие ГАМ
3. Разработать комплекс диагностик для исследования ГАМ на сферическом токамаке Глобус-М
4. Провести исследования ГАМ на токамаке Глобус-М с использованием комплекса диагностик с целью определения локализации, спектрального и модового состава ГАМ
5. Исследовать колебания магнитного поля на частоте ГАМ.
6. Получить сведения о ГАМ с использованием методов биспектрального анализа.

ГЛАВА 2. МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ ГЕОДЕЗИЧЕСКОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ МОДЫ

2.1. Реализация метода детектирования ГАМ на токамаках ТУМАН-3М и Глобус-М с использованием обратного доплеровского рассеяния.

2.1.1. Метод квадратурного детектирования применительно к МДОР

Для детектирования ГАМ на токамаках ТУМАН-3М и Глобус-М применялся метод обратного доплеровского рассеяния, описанный в Главе 1.4. Данный метод предполагает измерение доплеровского частотного сдвига обратно рассеянного излучения на флуктуациях плазмы.

Доплеровский частотный сдвиг определялся с использованием метода смешения, который позволяет перенести определение доплеровского сдвига в область низких частот. Применялось два способа переноса исследуемого спектра в область промежуточной частоты или область нулевой частоты известные, как метод квадратурного гетеродинного приема и метод двойного гомодинного детектирования. В первом случае обратно рассеянный СВЧ сигнал смешивается на смесительном диоде с СВЧ сигналом на промежуточной частоте ω_{LO} . Если ограничиться рассмотрением преобразования частоты выделенной гармоники обратно рассеянного сигнала $A(\Delta\omega)\cos(\omega_i t + \Delta\omega t)$, то в результате получается:

$$A(\Delta\omega)\cos(\omega_i t + \Delta\omega t) \otimes \cos(\omega_{LO} t) \rightarrow \cos(\omega_{IF} t + \Delta\omega t); \omega_{IF} = \omega_i - \omega_{LO}, \quad (2.1)$$

(ω_i - частота зондирования) и после второго смешения, квадратурного детектирования, образуются два сигнала:

$$\cos(\omega_{IF} t + \Delta\omega t) \otimes \sin(\omega_{IF} t) \rightarrow \sin(\Delta\omega t) = I_{\sin}(t) \quad (2.2)$$

$$\cos(\omega_{IF} t + \Delta\omega t) \otimes \cos(\omega_{IF} t) \rightarrow \cos(\Delta\omega t) = I_{\cos}(t) \quad (2.3)$$

Фурье-преобразование от сформированного комплексного сигнала (комплексный сигнал IQ - детектора)

$$\tilde{I}(t) = I_{\cos}(t) + iI_{\sin}(t) = e^{i\Delta\omega t} \quad (2.4)$$

Представляет собой гармонику при положительной или отрицательной частоте в зависимости от знака $\Delta\omega$. Величина и знак $\Delta\omega$ соответственно

определяют величину и направление скорости вращения. В реальном эксперименте спектр представляет собой не одну частотную составляющую, а занимает определенную полосу частот, в общем случае сдвинутую относительно нулевой частоты.

Аналогичное рассмотрение можно провести для случая двойного гомодинного детектирования, когда квадратурное детектирование осуществляется в СВЧ диапазоне, и $\omega_{LO} = \omega_i$: Тогда сразу формируется сигнал IQ детектора:

$$\cos(\omega_i t + \Delta\omega t) \otimes \sin(\omega_i t) \rightarrow \sin(\Delta\omega t) = I_{\sin}(t) \quad (2.5)$$

$$\cos(\omega_i t + \Delta\omega t) \otimes \cos(\omega_i t) \rightarrow \cos(\Delta\omega t) = I_{\cos}(t) \quad (2.6)$$

Кроме доплеровского частотного сдвига полученного спектра комплексного сигнала, была возможность определить временную зависимость фазы и амплитуды этого сигнала в различной полосе частот плазменных рассеивающих флуктуаций:

$$\Phi(t) = \arctan(I_{\sin}(t) / I_{\cos}(t)); \quad A(t) = \sqrt{I_{\sin}^2 + I_{\cos}^2} \quad (2.7)$$

И тот и другой метод имеет определенные достоинства и недостатки. При построении двухчастотного ДР на токамаке ТУМАН-3М использовался гетеродинный метод, который не требует настройки разности фаз $\pi/2$ в квадратурном (IQ) детекторе. На токамаке Глобус-М использовался более простой в реализации метод двойного гомодинирования, опыт использования которого уже имелся в экспериментах на токамаках ФТИ.

Допплеровский частотный сдвиг может быть определен, как производная фазы комплексного сигнала [33]:

$$\Delta\omega_{Dopp}(t) = d\Phi(t) / dt \quad (2.8)$$

Также доплеровский сдвиг может определяться при оценке скользящего спектра (оконное Фурье преобразование) $S(\omega)$. В этом случае доплеровский сдвиг определялся, как частотное положение «центра тяжести» модуля спектра $S(\omega)$:

$$S(\omega) = FT[I_{\cos}(t) + iI_{\sin}(t)] \quad (2.9)$$

$$\Delta\omega_{Dopp}(t) = \int \omega |S(\omega)| d\omega / \int |S(\omega)| d\omega$$

Процедура вычисления $\Delta\omega_{Dopp}(t)$ осуществлялась после представления IQ сигналов в цифровом виде с помощью быстродействующих аналого-цифровых преобразователей. Выбор частоты дискретизации на токамаках Глобус-М и ТУМАН-3М определялся шириной спектра обратно рассеянного излучения и ожидаемыми величинами доплеровского сдвига, определяемого средней скоростью вращения плазмы и амплитудой ГАМ. Основным условием при выборе АЦП было требование того, чтобы частотные границы спектра обратно рассеянного сигнала с учетом доплеровского смещения были меньше частоты оцифровки. Оценки характерных скоростей для токамаков с учетом различия в тороидальных магнитных полях показали, что для токамака ТУМАН-3М достаточно АЦП с частотой оцифровки 2 МГц, в то время как на токамаке Глобус-М необходим АЦП с оцифровкой сигнала 4 МГц. Такие частоты обеспечивались АЦП типа ADC812 на токамаке ТУМАН-3М и на токамаке Глобус-М. Частоты оцифровки обеспечивали наблюдение без спектральных искажений спектров обратно рассеянного сигнала с учетом доплеровских сдвигов. Для восстановления временной зависимости доплеровского сдвига по смещениям «центра тяжести» спектров последние должны определяться во временных окнах значительно меньших ожидаемого периода частоты ГАМ.

На Рис 9 и Рис 10 (черные кривые) представлены типичные спектры обратно рассеянного сигнала, полученные на токамаках Глобус-М и ТУМАН-3М на больших временных интервалах. Спектры определялись в окне длительностью 0.5 мс с последующим усреднением спектров, последовательно полученных во временном интервале 8 мс. Эти графики дают представление о ширине спектров, которую можно соотнести с частотой оцифровки. Кроме того, на этих рисунках показаны оценки спектров, полученные за времена меньшие периода ГАМ. Подобные оценки

и оценки, полученные в меньших временных окнах, использовались для восстановления временных зависимостей доплеровского сдвига.

Для выявления ГАМ в сигналах доплеровского частотного сдвига согласно теореме Найквиста необходимо иметь длину выборки временной реализации доплеровского сдвига не менее 100 мкс. Минимальная длина

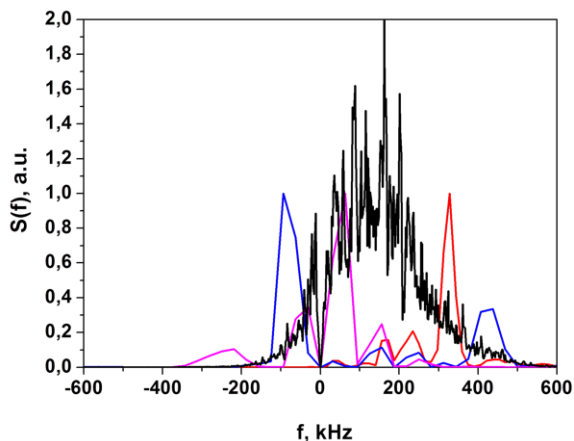


Рис.9 черная кривая - типичный вид модуля спектров колебаний комплексного сигнала на токамаке Глобус-М, красная, фиолетовая и синяя кривые – оценки спектра комплексного сигнала, определённые в узком временном интервале 16 мкс в разные фазы колебаний ГАМ.

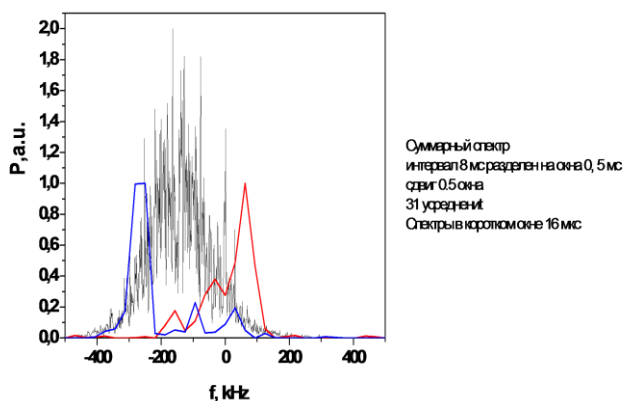


Рис.10 черная кривая - типичный вид модуля спектров колебаний комплексного сигнала на токамаке ТУМАН-3М, красная и синяя кривые – оценки спектра комплексного сигнала, определённые в узком временном интервале 16 мкс в разные фазы колебаний ГАМ.

выборки, использованная в диссертации, была 128 мкс. При использовании метода производной фазы время усреднения (сглаживания) было порядка

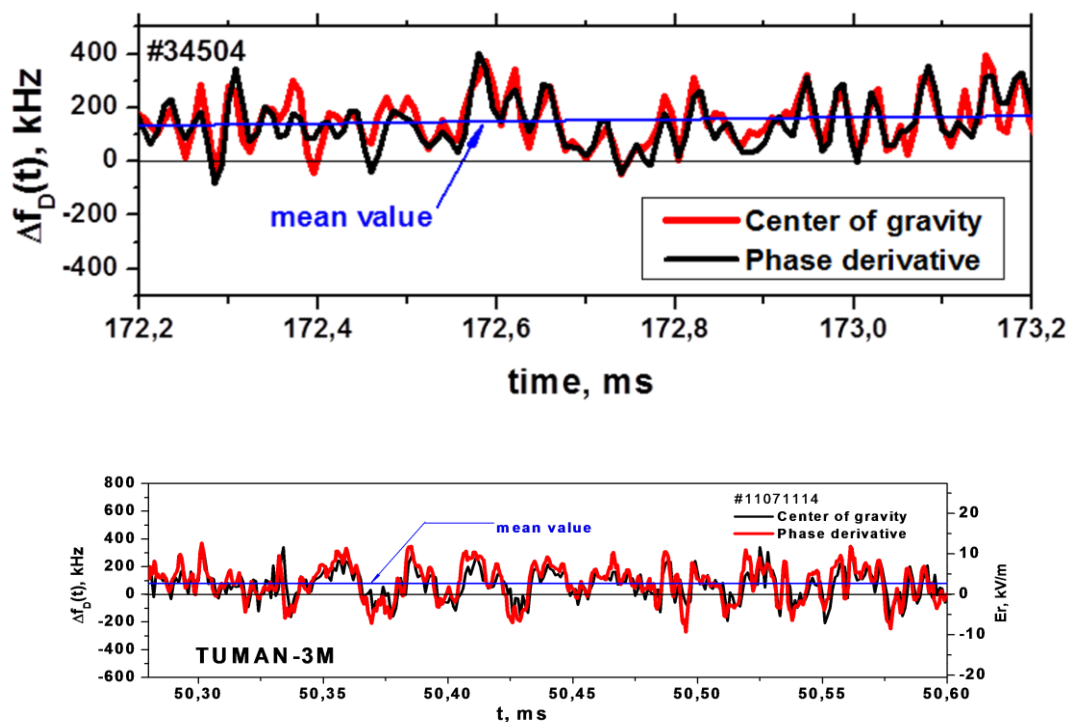


Рис.11. Временная эволюция доплеровского частотного сдвига, определенного по производной фазы комплексного сигнала (черная кривая верхний график – Глобус-М, красная кривая нижний график – ТУМАН-3М) и по центру тяжести спектра комплексного сигнала (красная кривая верхний график – Глобус-М, черная кривая нижний график – ТУМАН-3М), а также среднее значение доплеровского сдвига на всём представленном интервале (синяя кривая). (Производная фазы сглажена временным окном 8 мкс для Глобус-М и 2 мкс для ТУМАН-3М, спектры рассчитаны в тех же временных окнах (8 мкс – Глобус-М и 2 мкс - ТУМАН-3М))

длительности выборки при оконном Фурье преобразовании.

Неоднократно в экспериментах на токамаках Глобус-М и на ТУМАН-3М при любых изменениях условий эксперимента проводилось сравнение результатов по выявлению ГАМ с помощью различных методов. На Рис.11

представлены результаты сравнения методов определения доплеровского частотного, проведенного в экспериментах на токамаках Глобус-М и ТУМАН-3М. Временная эволюция доплеровского частотного сдвига для токамака Глобус-М, определенного по производной фазы комплексного сигнала (черная кривая), сглаженной временным окном 8 мкс, и по центру тяжести спектра комплексного сигнала (красная кривая), рассчитанном в том же временном окне (8 мкс), а также среднее значение доплеровского сдвига на всём представленном интервале (синяя кривая). Результаты всегда показывали, что оба метода дают сходный результат в частотной области, в которой регистрировалась ГАМ. В области высоких частот наблюдалось некоторое различие в результатах, полученных разными методами, которое также наблюдалось и на токамаке Tore Supra [35]. Это различие обусловлено наличием скачков на временной зависимости производной фазы комплексного сигнала, которые никак не отражали реального изменения перпендикулярной скорости. Для оценок в частотной полосе ГАМ эти скачки оказываются не важными, но при использовании доплеровского сдвига в широкой полосе, например, при биспектральном анализе, скачки программным образом убирались.

2.1.2. Схемы доплеровских рефлектометров на токамаках Глобусе-М и ТУМАН-3М

На токамаке Глобус-М использовалась система, состоящая из двух доплеровских рефлектометров, разнесенных в полоидальном направлении. СВЧ схемы рефлектометров были идентичны и, как отмечалось выше, были построены на основе двойного гомодинного приема. Двойной гомодинный прием [48] использовался для приема обратно рассеянного излучения (Рис.12). Схема состоит из следующих элементов: двух детекторов (диоды с барьером Шоттки), двух направленных ответвителей, двух вентилях, заглушки, поршня, генератора, передающего тракта, антенны, а также радиотехнической части для регистрации полученного сигнала.

Часть зондирующего излучения отражалась от заглушки или поршня и, проходя через вентили и детекторные секции, использовалась как опорная волна. Положение поршня предварительно калибровалось для каждой частоты, это требовалось для квадратурного детектирования, чтобы сигнал гетеродина на втором детекторе был сдвинут по фазе на 90° .

Принятое антенной из плазмы обратно рассеянное излучение передаётся по СВЧ тракту в обратную сторону (его мощность значительно меньше мощности излучения). Часть мощности принятого антенной через направленные ответвители поступала на детекторные секции.

Далее сигнал передавался на двухканальный усилитель, коэффициенты усиления каждого из каналов регулировались независимо. Затем сигналы поступали на вход аналого-цифрового преобразователя, где преобразовывались и записывались в виде файлов в ПВМ.

Для контроля фазового сдвига делались калибровочные эксперименты, в которых в качестве отражающей поверхности использовалась

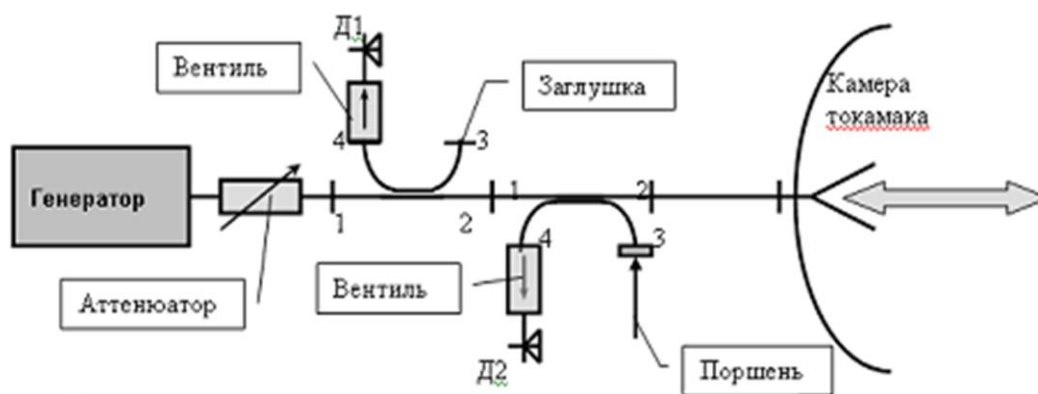


Рис.12. Упрощенная схема доплеровских рефлектометров на токамаке Глобус-М (Д1,Д2 – детекторные секции, цифрами 1-4 обозначены входы направленных ответвителей).

металлическая пластинка, которая перемещалась с постоянной скоростью в направлении к антенне, имитируя, таким образом, рассеивающие флуктуации плазмы.

В рефлектометре использовался АЦП, который имел следующие характеристики: восемь разрядов оцифровки, частота оцифровки 4 МГц, использовались два параллельных канала записи для каждого рефлектометра.

В рефлектометре на токамаке ТУМАН-3М использовалась схема гетеродинного квадратурного приема аналогичная схеме, которая применялась в рефлектометре на токамаке JET [49]. Основная идея её реализации заключалась в том, чтобы использовать излучение каждого из генераторов как в качестве зондирующего, так и в качестве опорного при гетеродинном приеме.

Схема двухчастотного рефлектометра, показанная на Рис. 13. Схема состоит из двух генераторов (Г4-155) (1,2), четырёх направленных ответвителей (3,4,5,6), трёх балансных смесителей (9,10,11), антенной схемы (7,8), двух квадратурных детекторов (12,13), АЦП (adc812) (14). Излучение генератора Г4-155 (1), проходя через два направленных ответвителя (3,6), поступало в одну из антенн антенной системы (7). Мощность генератора составляла в среднем 50 мВ; погрешность установки частоты была менее 1%. Обратно рассеянное на флуктуациях плотности излучение принималось соседней антенной (8), откуда через направленный ответвитель (5) попадало в балансный смеситель (10).

На тот же смеситель, проходя через направленные ответвители (4, 5), попадало опорное излучение со второго генератора Г4-155 (2). Смешение осуществлялось в полосе от 18 до 25 ГГц; потери преобразования составляли 8 дБ. На выходе балансного смесителя получался сигнал в диапазоне промежуточной частоты. Этот сигнал усиливался и поступал на квадратурный IQ-детектор (12). Туда же поступал сигнал на промежуточной частоте, образующийся в результате смешения излучения двух генераторов (1,2) на балансном смесителе (11). Полоса пропускания была ± 100 МГц, потери преобразования составляли 15 дБ. На выходе квадратурного детектора (12) получалось два сигнала на частоте доплеровского частотного сдвига обратно рассеянного излучения. Сигналы на выходе IQ-детектора

сдвинуты по фазе друг относительно друга на 90° . Таким же образом работает второй канал рефлектометра. В результате получалось одновременное зондирование плазмы на двух частотах. Сдвиг на 90° в квадратурном детекторе проверялся при технической приемке рефлектометра. Промежуточная частота, равная разнице между частотами зондирования двух генераторов (1,2), поддерживалась постоянной и равнялась 1.82 ГГц. Контроль разности частот осуществлялся с помощью высокоточного частотомера, включенного с цепь балансного смесителя (11). Связь между знаком доплеровского смещения и направлением вращения плазменных флуктуаций устанавливалась методом, аналогичным тому,

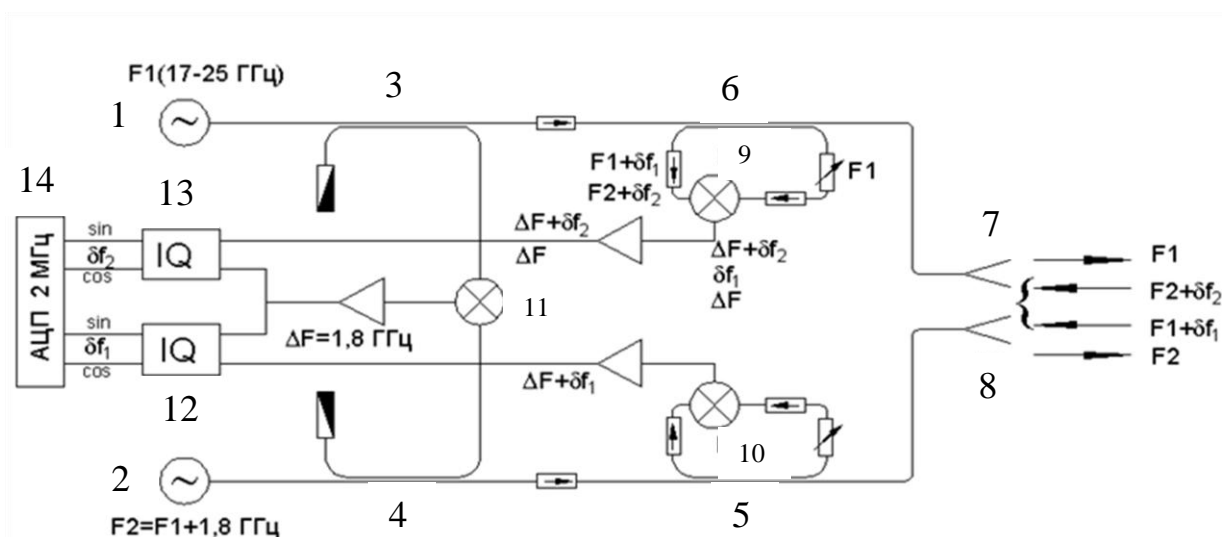


Рис.13. Схема двухчастотного доплеровского рефлектометра.

который применялся на токамаке Глобус-М

Выходные сигналы IQ-детектора свидетельствовали о линейном режиме работы всей системы по двум каналам. Огибающие сигналов $I_{\cos}(t)$, $I_{\sin}(t)$ и усредненные модули их спектров были подобны. Соотношение сигнал/шум составляло не менее нескольких порядков.

Для оцифровки сигналов использовался четырёхканальный аналогово-цифрового преобразователя adc812, который имеет следующие характеристики: 4 канала, 12 разрядов, частота 2 МГц, объём памяти составлял 1024 килобайт на канал (для планируемых экспериментов

достаточно будет использовать 256 килобайт). Четыре параллельных канала было необходимо использовать для одновременной записи сигналов двух квадратурных детекторов. Объем буферной памяти АЦП выбирался таким, чтобы произвести запись сигналов за весь период разряда. Для преобразования выходных сигналов IQ детектора в рефлектометре применялся восьмиразрядный АЦП с четырьмя параллельными каналами записи типа adc812.

2.1.3. Задание углов падения излучения и определение волновых чисел и радиусов отсечек

При задании углов падения зондирующего СВЧ пучка следовало учитывать необходимость обеспечивать перпендикулярность волнового вектора падающей волны в области отсечки силовым линиям магнитного поля (см. 1.4). Определенная трудность заключается в том, что ориентация волнового вектора относительно силовых линий магнитного поля на входе в плазму меняется по мере распространения в плазмы с широм магнитного поля. В плазме токамака с большим аспектным отношением R/a при малом шире отклонение от перпендикулярности, заданной на входе является небольшим, и оно компенсируется расходимостью падающего пучка. Например, в токамаке ГУМАН-3М достаточно было осуществлять поворот антенны в полоидальном направлении. В сферическом токамаке Глобус-М при большом питч-угле (до 30°) потребовалось определять углы наклона в полоидальном и тороидальном направлениях, при которых продольная компонента волнового вектора в области отсечки $k_{||}$ была по крайней мере меньше уширения спектра входного пучка по $k_{||}$. Задача определения углов решалась методом лучевых траекторий, основанным на квазиклассическом приближении (см. например [50]) в трехмерной геометрии токамака Глобус-М. Расчет обеспечивал также определения радиуса отсечки (перегиба

траектории) и значения k_{\perp} , которое использовалось для оценки перпендикулярной скорости.

В плазме с большим широм магнитного поля, каким является сферический токамак Глобус-М, возможна ситуация, когда обыкновенная и необыкновенная моды не могут распространяться независимо. В таком случае начальная поляризация зондирующей волны может не сохраняться даже в квази классическом приближении. Было установлено (см. Рис.14), что для зондирования плазмы в периферийной зоне токамака Глобус-М в режиме L-моды расстояние между отсечками обыкновенной и необыкновенной моды остается больше характерной длины волны излучения в зоне отсечек, что допускает независимое рассмотрение распространения двух ветвей колебаний, которые в случае рассмотрения распространения точно перпендикулярно магнитному поля переходят в обыкновенную и необыкновенную моду.

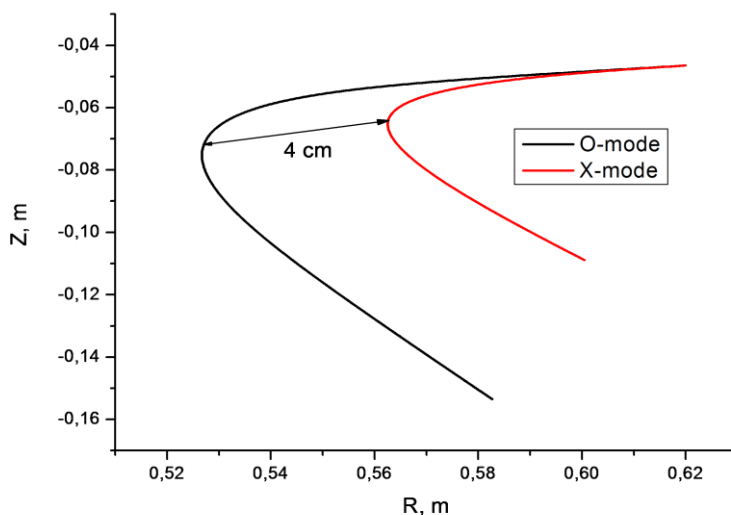


Рис.14. Результаты расчета лучевых траекторий для обыкновенной и необыкновенной моды на токамаке Глобус-М.

Условие использования оптического приближения предполагает, что длина волны в плазме должна быть много меньше характерных размеров плазменного образования. Это условие можно представить в виде:

$$|N|/|\nabla N(\mathbf{r})| < \lambda(\mathbf{r}), \quad (2.10)$$

Где N – модуль коэффициента преломления, λ – длина волны.

Наиболее неблагоприятная ситуация для выполнения этих условий при наклонном падении возникает в области поворота лучевой траектории. Оценки, проведенные для этой области, показали, что для случая омического нагрева до перехода в H-моду длина волны излучения в области отсечки была менее характерного масштаба неоднородности коэффициента преломления для обыкновенной моды распространения, что позволяет использовать оптическое приближения для определения траектории луча.

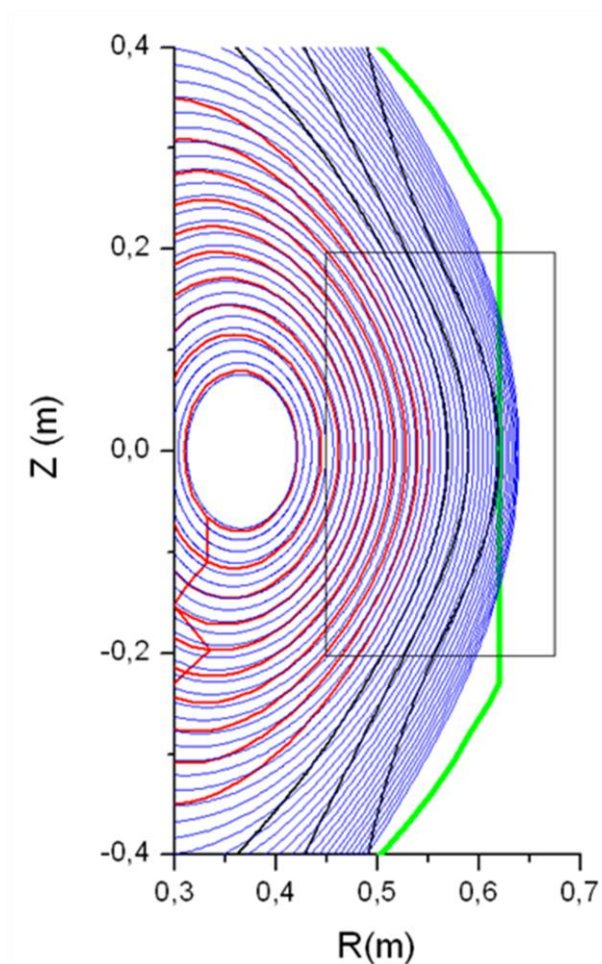


Рис.15. Малое сечение камеры токамака Глобус-М с указанием магнитных поверхностей, рассчитанных по коду EFIT (красные кривые – замкнутые поверхности, черные кривые – разомкнутые) и их аппроксимация с помощью заданного набора функций (синие кривые).

Трехмерная траектория луча находилась, как пространственная линия, вдоль которой удовлетворялось полное дисперсионное уравнение для волн с учетом пространственной дисперсии в холодной плазме:

$$H(N_{\perp}^2, N_{\parallel}^2, v, u) = 0; \quad (2.11)$$

$$v = \omega_{pe}^2 / \omega^2, u = \omega_{ce}^2 / \omega^2 \quad (2.12)$$

здесь N_{\perp} и N_{\parallel} перпендикулярный и параллельный нормализованные волновые вектора, ω_{pe} и ω_{ce} – электронная плазменная и циклотронная частоты.

Для случая больших значений вертикальной вытянутости и треугольности магнитных поверхностей на сферическом токамаке приходилось использовать неортогональную систему координат:

$$x = R(\rho, \theta) \cos(\varphi), y = R(\rho, \theta) \sin(\varphi), z = Z(\rho, \theta) \quad (2)$$

где θ и φ полоидальный и тороидальный углы. Система отсчета была выбрана таким образом, чтобы полоидальный поток ψ_p и плотность плазмы n были функциями только одной переменной ρ . Функции $R(\rho, \theta)$ и $Z(\rho, \theta)$ выбирались так, чтобы их линии постоянного значения ρ совпадали с данными о магнитной конфигурации, восстановленными по коду EFIT в области обратного доплеровского рассеяния. Пример восстановления магнитных поверхностей по заданному классу функций приведен на Рис.15. Хорошее совпадение восстановленной магнитной конфигурации, как видно из Рис.15, достигалось для ограниченной области пространства.

Для расчетов также были использованы данные о профиле плотности плазмы, полученные с использованием диагностики томсоновского рассеяния.

Была записана система уравнений, определяющая траекторию в неортогональной системе координат и ковариантные проекции нормализованного волнового вектора¹. При решении использовались начальные значения проекций N_{\perp} и N_{\parallel} , заданные по значениям полоидальных

¹ Компьютерная программа решений системы уравнений в неортогональной системе координат была составлена Д.В. Присяжнюком

и тороидальных углов наклона антенны в области малой плотности на границе плазмы, где моды распространения уже могли быть определены. В результате решения определялось положение отсечки и значения k_{\perp} и k_{\parallel} в области отсечки.

В целом расчеты показывали, что соотношение K_{\parallel}/K_{\perp} может изменяться возле отсечки в ходе экспериментов в пределах 25%. Зависимость сигналов доплеровского обратного рассеяния от наклона антенны в тороидальном направлении была специально проверена экспериментально по методу, который был также использован в токамаке MAST [51]. Было установлено, что изменение этого соотношения в пределах 25% не влияет на уровень обратно рассеянного излучения. Эта слабая зависимость, видимо, связана с конечным разрешением по волновым числам нашего рефлектометра, которое оценивается как 30%. Кроме того, было установлено, что оцененное K_{\perp} в области отсечки очень близко к K_{\perp} , которое было рассчитано с использованием простого выражения для плоской геометрии - $K_{\perp} = 2k_0 \sin(\alpha)$ (Рис.16).

Возможно, такое совпадение наблюдается из-за малой кривизны магнитной поверхности вблизи центральной плоскости при большой вытянутости D-образного сечения Глобус-М, а также из-за малого расстояния от раскрыва антенны до отсечки, когда магнитный шир еще не играет значительной роли. Разработанный подход использовался для определения необходимых углов наклона антенны и мониторинговой оценки продольной составляющей волнового вектора в области отсечки при изменении условий эксперимента, таких как плотность плазмы, радиус и положение плазменного шнура и т. п.

На токамаке ТУМАН-3М в силу малых питч углов и малого шира магнитного поля расчет траектории значительно упрощается. Он проводился для случая распространения обыкновенной моды в предположении об

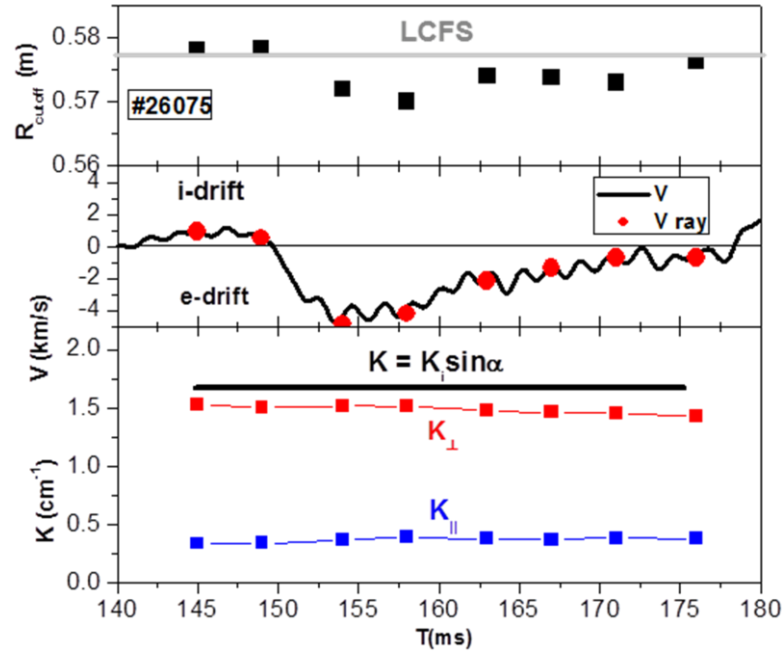


Рис.16. Временная зависимость R – положения отсечки относительно последней замкнутой магнитной поверхности, V – скорости вращения плазмы, определенной в неортогональной и плоской геометриях, K – компоненты волнового вектора, рассчитанные с использованием расчета лучевых траекторий и с помощью простой формулы для плоской геометрии.

осесимметричном распределении плотности плазмы. Тогда радиус отсечки r_c находился при известном профиле $n(r)$ из соотношения:

$$\frac{n(r_c)}{n_c} = 1 - \left(\frac{a}{r_c}\right)^2 \sin^2 \alpha, \quad (1.13)$$

где α – угол наклона антенны, n_c – критическая плотность, при этом величина волнового вектора рассеивающих флуктуаций равна:

$$k_p = 2k_\theta(r_c) = 2k_0 \frac{a}{r_c} \sin \alpha, \quad (2.14)$$

что отличается от известного выражения для плоской геометрии. Здесь: a – радиус, на котором расположен рупор антенны.

Для расчета лучевых траекторий на токамаке ТУМАН-3М использовались профили плотности, полученные при помощи интерферометра. По измеренным хордовым профилям десятиканального интерферометра в выбранные моменты времени проводилось восстановление радиального распределения профиля плазмы.

Пример расчета лучевых траекторий с использованием описанного выше метода приведен на Рис.17. Точки поворота лучевых траекторий или положения отсечки разнесены для двух используемых частот на расстояние порядка 1 см.

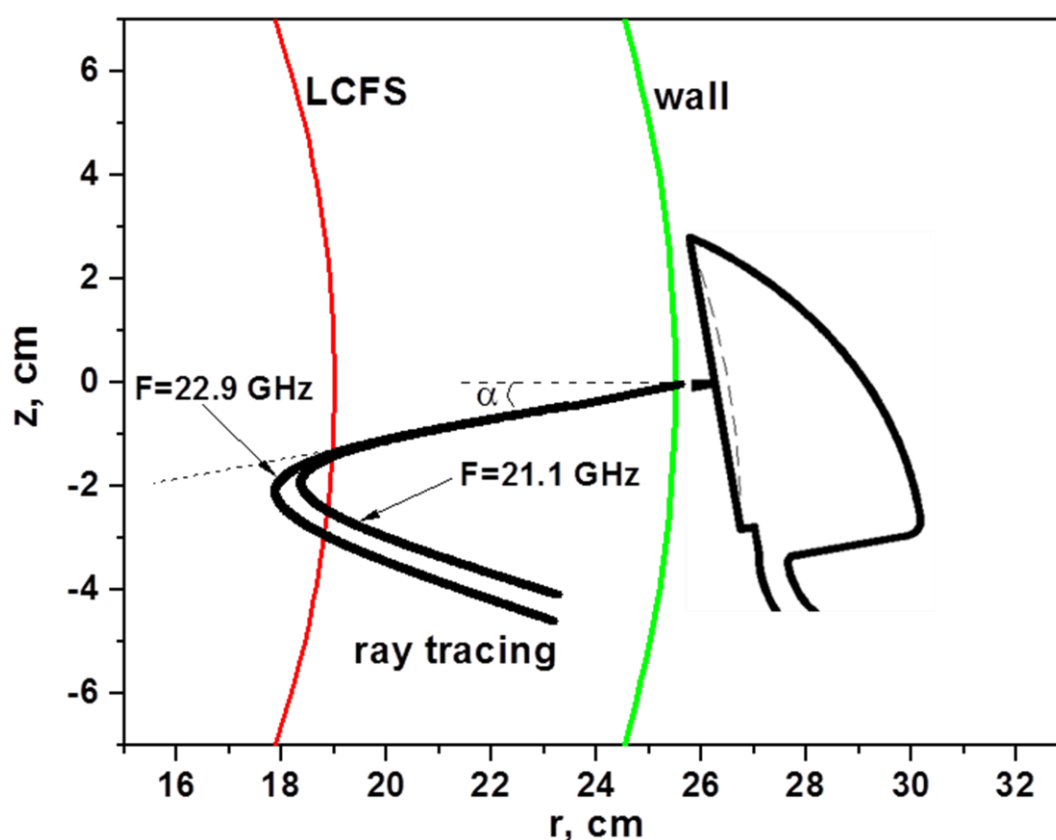


Рис.17. Результаты расчета лучевых траекторий для двух каналов двухчастотного доплеровского рефлектометра на токамаке ТУМАН-3М.

2.1.4. Антенные системы рефлектометров на токамаках Глобус-М и на ТУМАН-3М

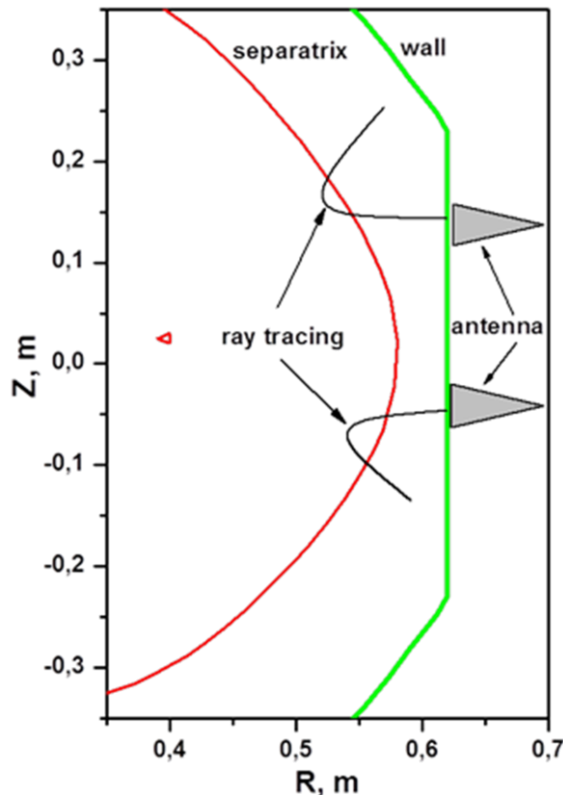


Рис.18. Результаты расчета лучевых траекторий для двух доплеровских рефлектометров, разнесенных в полоидальном направлении.

На токамаке Глобус-М для исследования ГАМ впервые использовалась версия диагностики доплеровского обратного рассеяния с двумя антеннами, которые обеспечивали зондирование плазмы при разных полоидальных углах (-30° и 45°). В каждом рефлектометре использовалась одна рупорная антенна, как для зондирования, так и для приема обратно рассеянного излучения. Раскрыв рупора был 5.5 см. Поляризация зондирующей волны с частотой в диапазоне 20-36 ГГц соответствовала распространению О-моды излучения. Специально разработанный узел, расположенный вне вакуумной камеры позволял осуществлять поворот антенн как в полоидальном, так и в тороидальном направлениях. Тороидальный угол наклона для обоих рефлектометров находился в диапазоне $2^{\circ} - 5^{\circ}$, а полоидальный - в диапазоне $6^{\circ} - 9^{\circ}$. Эти углы соответствовали длине волны рассеяния плазменных

колебаний в диапазоне 1,1–2,4 см. Радиальное разрешение метода оценивается примерно в 0,5 см.

Две СВЧ-схемы были составлены для определения фазовых соотношений между колебаниями ГАМ на разных полоидальных углах. Чтобы исключить появление фазовых сдвигов, связанных с различием радиусов, необходимо было, чтобы отсечки при разных полоидальных углах находились на одной магнитной поверхности. Были проведены расчеты лучевых траекторий для обеих схем по методу, изложенному в главе 2.1.1. При этом были определены частоты и углы зондирования, при которых положение отсечки зондирующего излучения находится на одной и той же магнитной поверхности.

Пример результатов таких расчетов траекторий приведен на Рис.18.

Также расположение отсечки на той же магнитной поверхности контролировалось путем сравнения скорости вращения плазмы в течение разряда. Пример аналогичной временной зависимости средних скоростей показан на Рис.19.

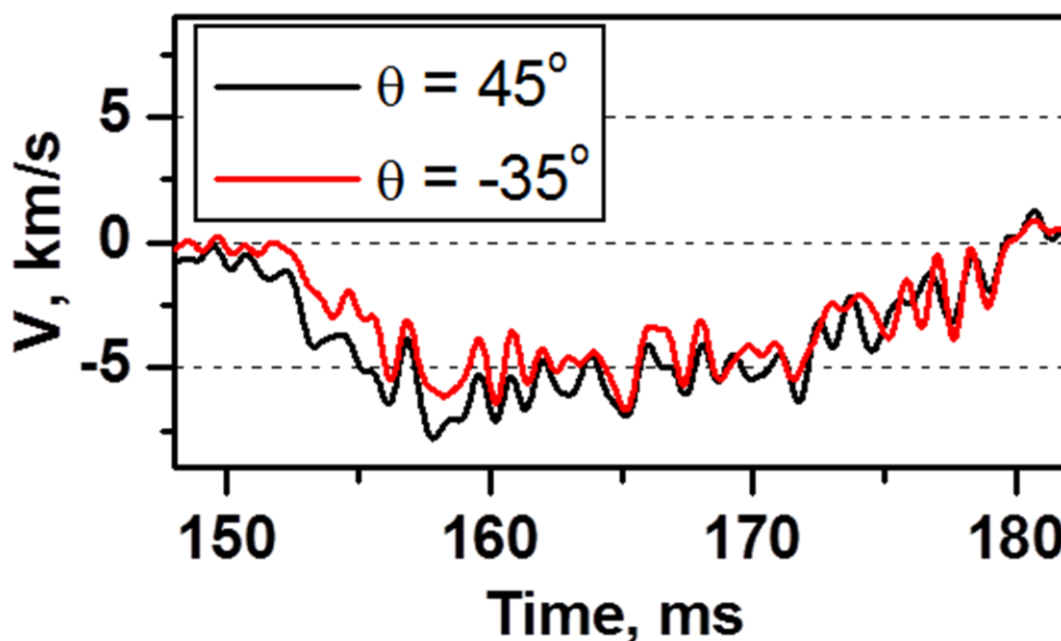


Рис.19. Временное поведение скорости вращения, полученной по данным диагностик при разных полоидальных углах.

Однако равенство скоростей вращения не всегда могло означать нахождение отсечек на одной магнитной поверхности, поскольку скорость $E \times B$ дрейфа плазмы, строго говоря, может быть неоднородна на магнитной поверхности. Во-первых, в токамаках с сильной кривизной магнитных силовых линий при наличии конечных вертикальной вытянутости и треугольности может проявляться эффект сжатия силовых линий. При постоянстве потенциала плазмы на одной магнитной поверхности изменение расстояния между магнитными поверхностями приводит к изменению радиального электрического поля. Таким образом, если расстояние между соседними силовыми линиями есть функция полоидального угла, то и скорость вращения плазмы будет неоднородна в полоидальном направлении. Во-вторых, неоднородность магнитного поля, входящего в выражение для скорости $E \times B$ дрейфа, также приводит к неоднородности скорости на одной магнитной поверхности. Это особенно актуально в случае сферических токамаков. Для определения степени влияния этих эффектов был проведен расчет зависимости от полоидального угла эффективного расстояния между

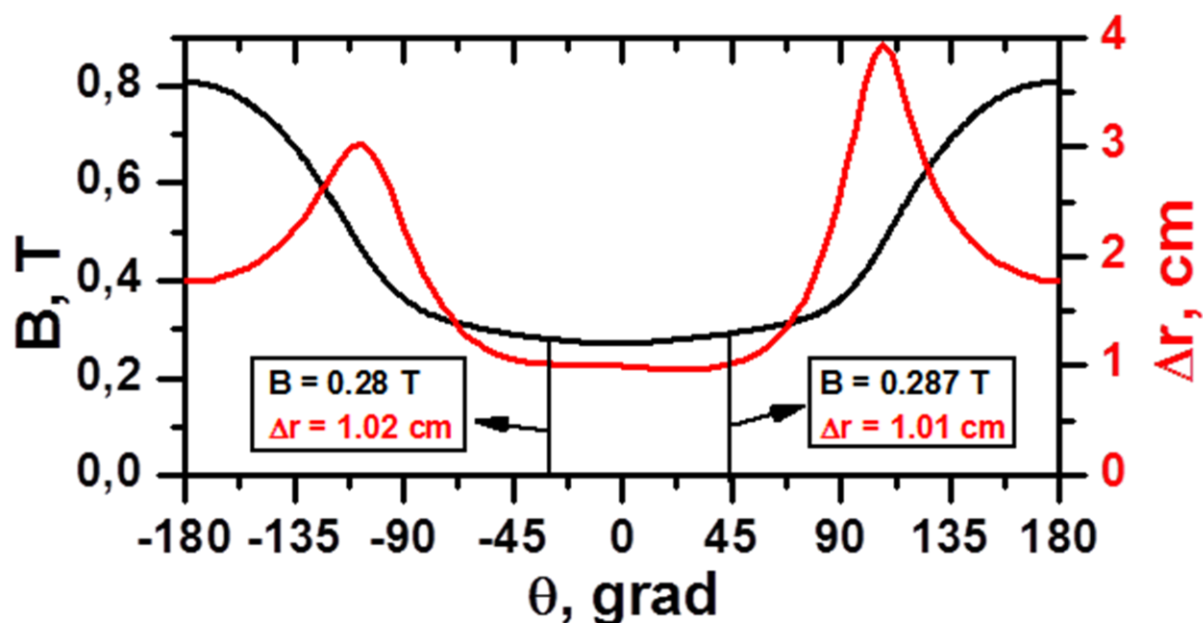


Рис.20. Магнитное поле B и эффективное расстояние между соседними магнитными поверхностями Δr как функция полоидального угла θ .

соседними магнитными поверхностями и полного магнитного поля. Результаты этих расчетов приведены на Рис.20.

Видно, что при используемых положениях антенн измеренная скорость вращения плазмы не должна отличаться более чем на 5%. Это является достаточным обоснованием применения метода контроля нахождения на одной магнитной поверхности по величине средней скорости вращения плазмы.

В двухчастотном доплеровском рефлектометре на токамаке ТУМАН-3М использовались две антенны, разнесенные в тороидальном направлении. Использование двух частот для зондирования при фиксированной разности частот 1.82 ГГц требовало разработки конфигурации антенн, при которой разность радиусов отсечек, по крайней мере, была не меньше, чем разрешение метода по радиусу. Согласно расчетам, выполненным в работе [52], максимальное разрешение достигается при максимально допустимом раскрыве антенны в полоидальном направлении и вогнутом радиусе кривизны волнового фронта, равном радиусу, на котором находится раскрыв антенны. С другой стороны необходимо было минимизировать проникновение отраженного от отсечки излучения в приемную антенну при заданном диапазоне углов наклона антенны.

Для нахождения оптимальных с точки зрения пространственного разрешения характеристик пучка проводилось моделирование процесса обратного рассеяния, основанное на подходе, развитом в работе [52]. При этом решается обратная задача: по заданным параметрам пучка в раскрыве антенны рассчитывается аппаратная функция $W(r,y)$ [52]. При этом использовалось представление IQ сигналов в приближении однократного рассеяния через весовую, или аппаратную двумерную пространственную функцию $W(\mathbf{r})$:

$$I(t) = I_{\cos}(t) + i \cdot I_{\sin}(t) = \eta \int \delta n(\mathbf{r}, t) [W_{\cos}(\mathbf{r}) + iW_{\sin}(\mathbf{r})] d^2r$$

Здесь: η - размерный коэффициент пропорциональности, $W_{\cos}(\mathbf{r})$ и $W_{\sin}(\mathbf{r})$ – действительная и мнимая часть комплексной весовой функции, $\delta n(\mathbf{r}, t)$ – возмущения плотности плазмы. Метод определения весовой функции в случае осесимметричного распределения невозмущенной плотности плазмы, по крайней мере в области рассеяния, описан в работе [52]. Пример расчета весовой функции для условий эксперимента на токамаке ТУМАН-3М приведен на Рис.21 С использованием аппаратной функции определялось пространственное разрешение метода и разрешение по волновым числам при модельным представлением рассеивающих флуктуаций, как набора локализованных полоидальных мод [52]:

$$\delta n(r, \varphi) = \exp\left(-\frac{(r-r_0)^2}{\Delta r^2}\right) \cos(m\varphi + \xi_n) \quad (2.15)$$

где ξ_n -случайная фаза в интервале от $-\pi$ до π . Результат оценки, полученный для оптимального распределения электрического поля в раскрыве антенны

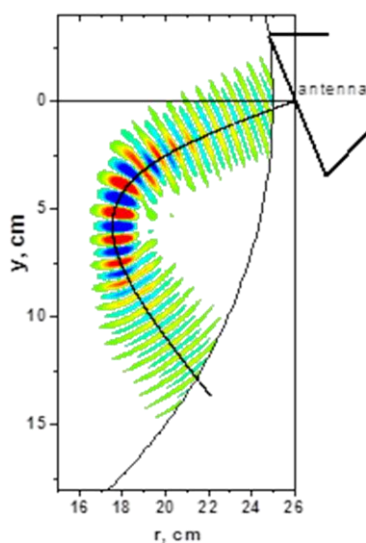


Рис.21. Пример характерной весовой функции, рассчитанной для доплеровского рефлектометра, установленного на токамаке ТУМАН-3М.

представлен на Рис.22.

В результате моделирования были определены следующие значения параметров зондирующего пучка: размер раскрыва антенны в полоидальном направлении 80 мм, в торидальном направлении 10 мм, радиус вогнутого фронта в раскрыве антенны 260 мм. При таких параметрах пучка разрешающая способность по полоидальным числам составляла $\Delta m = 10$. Радиальное разрешение метода было порядка 1 см, что близко к расстоянию по радиусу между отсечками при разнице зондирующих частот порядка 1.82 ГГц. Учитывалось, что диаграммы направленности антенн в тороидальном направлении должны сильно перекрываться; в этом случае каждая антенна может принимать рассеянное назад излучение другой антенны. Антенны должны быть хорошо развязаны для того, чтобы не допустить просачивания зондирующего излучения из одной антенны в другую при отсутствии плазмы.

Кроме того, размеры антенной системы ограничиваются узким в

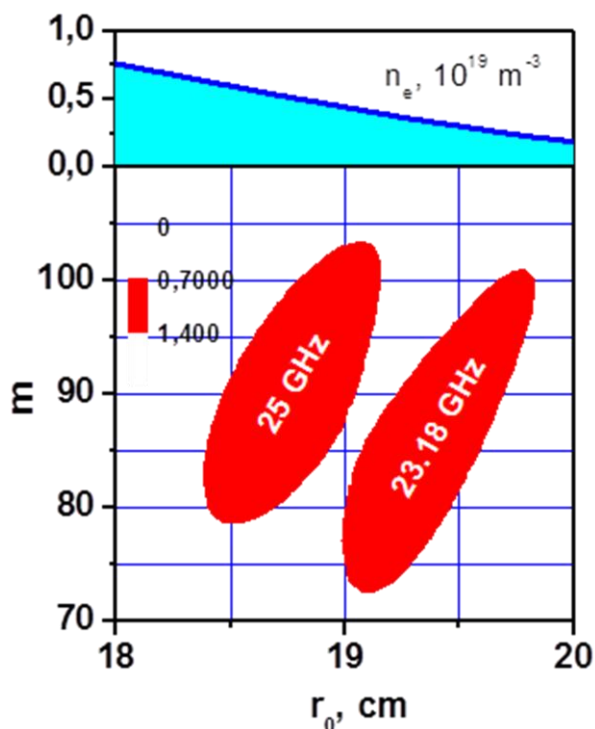


Рис.22. Разрешающая способность доплеровского рефлектометра

тороидальном и коротким в радиальном направлениях патрубком.

Перечисленным требованиям удовлетворяют рупорно-параболический тип антенн.

Конструирование рупорно-параболической антенны, ее изготовление и тестирование проводились сторонней организацией. Фотография антенн представлена на Рис 23.

Расчет параметров СВЧ тракта и формы антенного узла проводился при электродинамическом расчете поля излучения антенн. Окончательные распределения амплитуды электрического поля излучения и фазы в раскрыте антенны представлены на Рис.24 и Рис.25. Штриховая линия на Рис отвечает распределению фазы, требуемому для создания вогнутого фронта волны с радиусом кривизны 24 см. Были предприняты меры для уменьшения просачивания из одной антенны в другую в вакуумных условиях. Расчетное значение развязки между антеннами в полосе частот от 20 до 30 ГГц составляет 25 дБ.



Рис.23. Фотография антенного узла

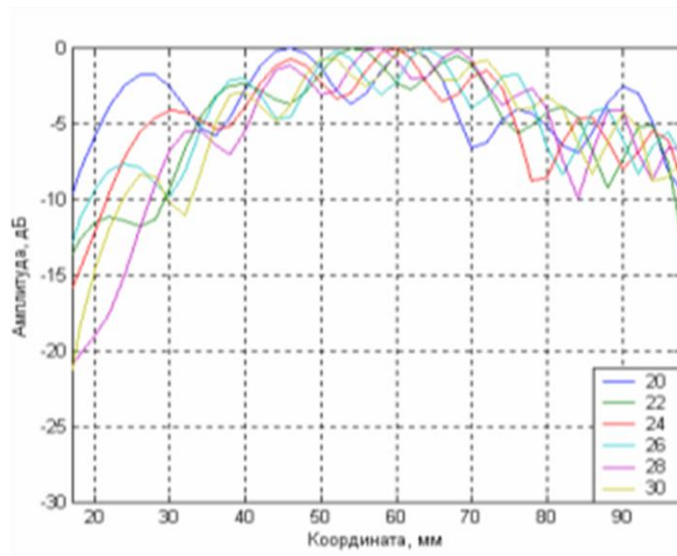


Рис.24 Радиальное распределение амплитуды поля пучка в раскрыве антенны для диапазона частот.20-30 ГГц.

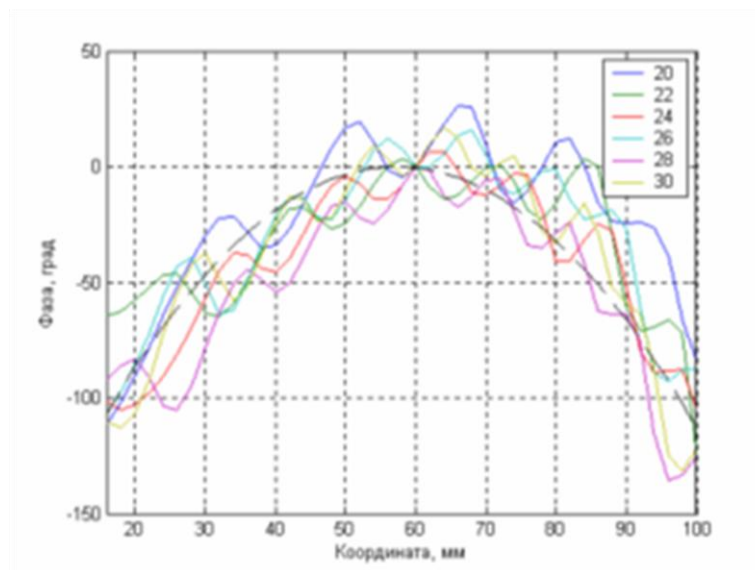


Рис.25 Радиальное распределение фазы поля пучка в раскрыве антенны для диапазона частот.20-30 ГГц.

2.2. Методы регистрации колебаний плотности и магнитного поля на частоте ГАМ

На токамаке Глобус-М предпринят комплексный подход к исследованию ГАМ. Помимо доплеровского обратного рассеяния использовались все доступные методы исследования колебаний в диапазоне

ГАМ. К ним относятся зондовые методы, использующие электростатические и магнитные зонды и регистрация излучения на линии D_{α} . Схематическое расположение диагностических устройств приведено на Рис.26.

Для регистрации колебаний радиального электрического поля

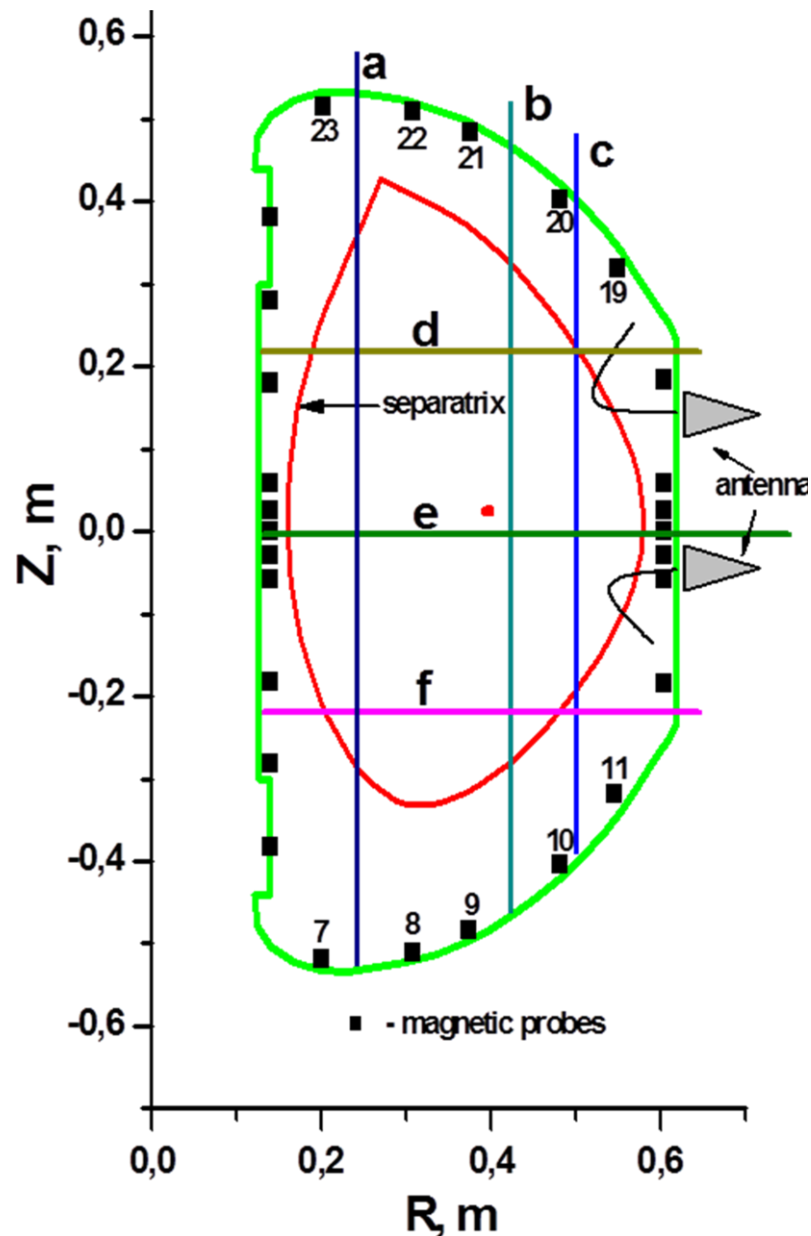


Рис.26. Малое сечение камеры токамака Глобус-М с указанием расположения антенн доплеровского рефлектометра и рассчитанных лучевых траекторий зондирующего излучения. a-f – линии наблюдения свечения на линии D_{α} , 1-28 – расположение магнитных зондов.

использовались сигналы плавающего потенциала системы электростатических зондов, расположенных в экваториальной плоскости

камеры токамака со стороны слабого магнитного поля. Этот же зонд был также использован для детектирования колебаний плотности плазмы, связанных с ГАМ. Использовалась также многохордовая система регистрации излучения на линии D_{α} . Для регистрации колебаний магнитного поля на частоте ГАМ и определения модовой структуры этих колебаний использовался полоидальный массив магнитных зондов. Использовался массив из четырех электростатических зондов, размещенный в средней плоскости токамака со стороны слабого магнитного поля. Каждая измерительная головка снабжена цилиндрическим наконечником 2,5 мм в диаметре и 2 мм в длину.

Обладающие высокой стойкостью к тепловым нагрузкам изоляторы из нитрида-бора были использованы в конструкции датчиков для обеспечения измерения вблизи сепаратрисы. Была возможность перемещения зондов вдоль большого радиуса в диапазоне от $R=63$ см (стенка камеры) до $R=57$ см (1 см внутри сепаратрисы) от выстрела к выстрелу. Существовали определенные ограничения в использовании зондов. Во-первых, даже зонды

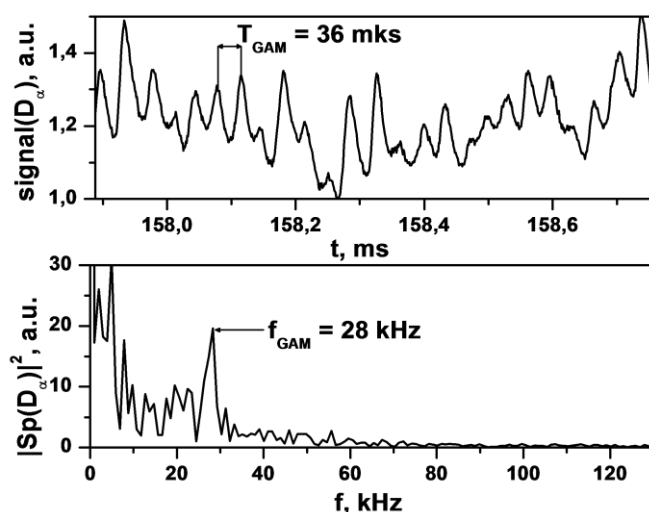


Рис.27. Временная зависимость сигнала интенсивности свечения на линии D_{α} (верх) и квадрат модуля спектра этого сигнала, посчитанного для всего представленного временного промежутка.

с повышенной устойчивостью к термическим нагрузкам не могли быть использованы во внутренней области на расстоянии более 1 см от сепаратрисы. Во-вторых, зонды, расположенные только при одном полоидальном угле, не позволяли определять пространственную структуру ГАМ. Таким образом, зонды в основном были применены для подтверждения колебаний плотности в экваториальной области токамака и в определении соотношения фаз между колебаниями плотности плазмы и излучением на линии D_α .

На токамаке Глобус-М впервые были обнаружены колебания интенсивности свечения на линии D_α на частоте ГАМ. Характерный вид сигнала интенсивности свечения на линии D_α спектр этого сигнала проведен на Рис.27. Эти колебания наблюдались вдоль все хорд наблюдения, изображенных на Рис 26. Предполагалось, что колебания интенсивности на

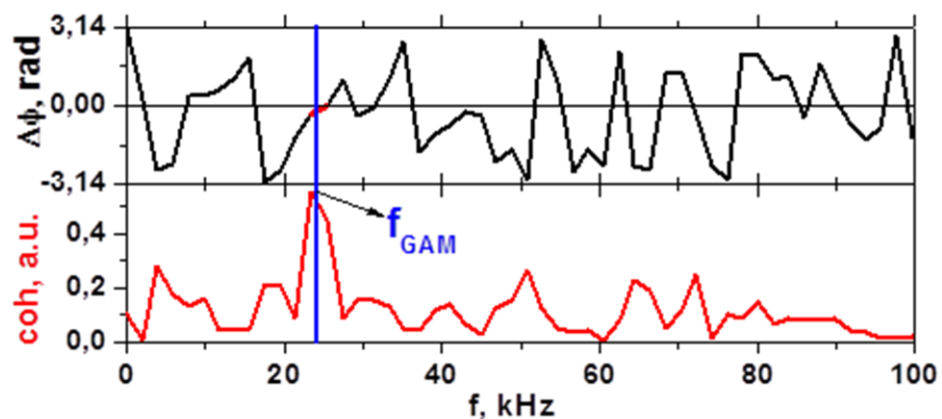


Рис.28. Частотные зависимости фазы взаимного спектра (сверху) и взаимной когерентности (снизу) сигналов ионного тока насыщения ленгмюровского зонда и интенсивности свечения на линии D_α .

линии D_α на частоте ГАМ обусловлены колебаниями плотности плазмы в области максимума светимости линии D_α вблизи сепаратрисы. Действительно, свечение на линии D_α зависит от плотности плазмы, температуры электронов и плотности нейтрального дейтерия. Однако нет никаких оснований для появления колебания плотности нейтрала на относительно высокой частоте ГАМ (порядка 20-30 кГц). Для температуры

электронов не существует теоретических предсказаний колебаний, связанных с развитием ГАМ. Даже если такие колебания происходят, их влияние на свечение на линии D_{α} , как ожидается, будет очень слабым из-за очень слабой зависимости свечения на линии D_{α} от электронной температуры в диапазоне от 50 до 100 эВ. Поэтому можно предположить, что колебания свечения на линии D_{α} на частоте ГАМ в основном зависят от плотности плазмы. Было специально проверено фазовое соотношение между колебаниями ионного тока насыщения зонда, который пропорционален колебаниям плотности плазмы, и колебаниями интенсивности излучения на линии D_{α} на частоте ГАМ. Оказалось, эти колебания находятся в фазе, что иллюстрируется фазой взаимного спектра на частоте ГАМ (Рис.28). После установления такого факта корреляции между сигналами ионного тока насыщения зонда и сигналами датчика излучения D_{α} эти сигналы использовались для определения модового состава колебаний плотности. Была установлена система датчиков свечения на линии D_{α} . Линии наблюдения приемников излучения схематически показаны на Рис.26 а-f. Три вертикальных хорды наблюдения находятся в полоидальном сечении при тороидальном угле $\varphi = 0^{\circ}$ (а, b и c на Рис.26) и три горизонтальные хорды при тороидальном угле $\varphi = 22^{\circ}$ (d, e и f на Рис.26), а также одна горизонтальная линия наблюдения находится в полоидальном сечении при тороидальном угле $\varphi = 180^{\circ}$. Каждый детектор находился на расстоянии 60 мм от его апертуры. Радиус детектора составляет 2,5 мм, радиус апертуры - 5 мм. Расстояние от каждого детектора до вакуумной камеры составляет 0,7 м. Излучение на линии D_{α} возникает в основном вблизи сепаратрисы для условий плазмы токамака Глобус-М.

Для изучения колебаний магнитного поля, связанных с ГАМ, было предложено использование полоидального массива магнитных зондов. Массив из 28 зондов был размещен в полоидальном сечении токамака Глобус-М, как показано на Рис.26 (1 - 28). Каждый зонд является цилиндрической катушкой 16 мм в высоту и 8,5 мм в диаметре. Сопротивление зонда 9Ω , а эффективная площадь сечения зонда $S_0 \approx 63 \text{ см}^2$.

Катушки были настроены для измерения флуктуаций полоидальной компоненты магнитного поля в полосе частот до 100 кГц. Катушки полоидального массива могут быть использованы для определения полоидального числа m ГАМ посредством корреляционного анализа записанных сигналов [53].

2.3. Системы сбора и обработки данных

Сигналы IQ детекторов, поступающие из каналов АЦП, записывались в системы сбора данных уже существующие на токамаках Глобус-М и ТУМАН-3М. В эти системы были адаптированы программы первичной обработки данных. Эти программы обеспечивают нормировку сигналов $I_{cos}(t)$ и $I_{sin}(t)$, оценку фазового сдвига $\pi/2$ и его корректировку по необходимости, и построение фазы комплексного сигнала (2.7).

Временной ход фазы, известный как «убегание фазы» или «набег фазы», дает первичное наглядное качественное представление изменение скорости вращения, которое можно получить сразу после окончания импульса разряда в токамаке. Примеры таких зависимостей представлены на Рис 29. Кроме того сразу получается более наглядная информация о скорости, которая представляется, как производная фазы $\Phi(t)$ (2.8), сглаженная по заранее установленному закону. Обе системы сбора данных

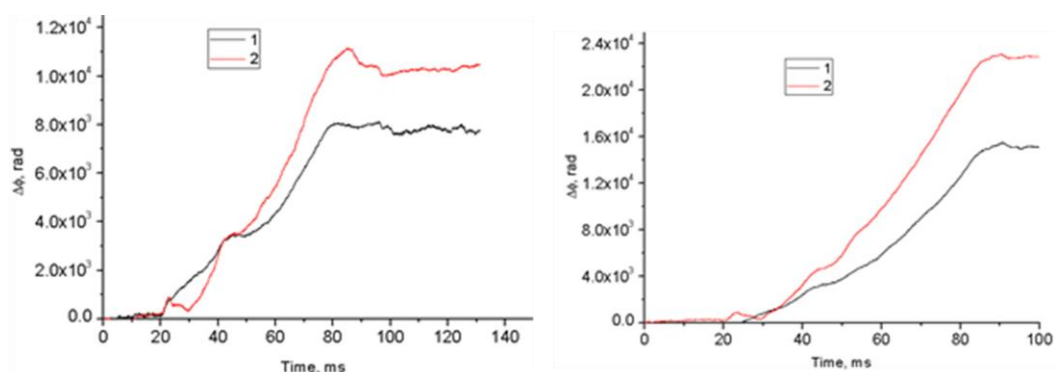


Рис.29. График зависимости набега фазы рефлектометрического сигнала от времени (1-сигналы 1,2 каналов АЦП, 2-сигналы 3,4 каналов АЦП).

позволяли экспортировать все получаемые временные зависимости в текстовом формате или специальном бинарном формате для дальнейшей обработки. Вся дальнейшая обработка осуществлялась с помощью программ, записанных на языке C++ или MATLAB.

Основным инструментом выявления ГАМ являлся спектральный анализ колебаний перпендикулярной скорости вращения. Спектральный анализ, как быстрое преобразование Фурье (FFT) с различными вариантами усреднения использовался также при анализе спектров различных временных зависимостей, которые ассоциировали с развитием ГАМ. Для определения фазовых соотношений между различными сигналами $f_1(t)$ и $f_2(t)$, например, при восстановлении пространственных мод колебаний вычислялись взаимные спектры

$$K(F) = \langle f_1(F)f_2^*(F) \rangle \quad (2.16)$$

и оценивался спектр когерентности и спектр кросс-фазы:

$$coh(F) = \frac{|K(F)|}{\sqrt{\langle f_1(F)f_1^*(F) \rangle \langle f_2(F)f_2^*(F) \rangle}} \quad (2.17)$$

$$\varphi(F) = \arctg \left[\frac{Im(K(F))}{Re(K(F))} \right] \quad (2.18)$$

Усреднение спектров проводилось по возможно большему числу реализаций, в пределах интервала квази-стационарности рассматриваемых процессов. Пример использования таких спектров уже был приведен на Рис. 28

Метод биспектрального анализа, использовался для выявления нелинейной взаимосвязи между ГАМ и широкополосными флуктуациями плазмы. При вычислении биспектра $b^2(f_1, f_2)$ использовалась формула (1.10), записанная в более общей форме:

$$b^2(f_1, f_2) = \frac{|\langle Y_k^*(f_3)Y_i(f_1)Y_j(f_2) \rangle|^2}{\langle |Y_k(f_3)|^2 \rangle \langle |Y_i(f_1)Y_j(f_2)|^2 \rangle}; \quad f_3 = f_1 \pm f_2 \quad (2.19)$$

Здесь: $Y_i(f_1)$, $Y_j(f_2)$, $Y_k(f_3)$ – комплексные спектры сигналов $Y_i(t)$, $Y_j(t)$ и $Y_k(t)$, в качестве которых использовались сигналы квадратурного детектора, скорости вращения или интенсивности флуктуаций обратно рассеянного сигнала. При использовании трех одинаковых функций определялась авто

бикогерентность (см (1.10)). При вычислении бикогерентности необходимо обеспечить наибольшее допустимое временным интервалом квазистационарности число усреднений N , которое определяет уровень шума, как уровень статистической значимости, равный $1/N$. Как на токамаке Глобус-М, так и на токамаке ТУМАН-3М при вычислении бикогерентности возникали проблемы, обусловленные малым числом усреднений, которое ограничивалось относительно малым интервалом квази-стационарности. Кроме того, в самом квазистационарном по усреднённым параметрам плазмы интервале амплитуда ГАМ могла существенно варьироваться, что увеличивало погрешность оценки бикогерентности. Для уменьшения уровня статистической погрешности в вычислениях для обоих токамаков использовались наибольшие интервалы квазистационарной фазы разрядов, в которых наблюдалась ГАМ – 24.3 мс (Глобус-М) и 25.6 мс (ТУМАН-3М). Эти интервалы разбивались на временные окна в 128 мкс, что превышало период колебаний на частоте ГАМ. В результате число усреднений составляло 190 и 200 для токамаков Глобус-М и ТУМАН-3М соответственно. В ряде случаев более высокий контраст на частоте ГАМ, достигался при вычислении одномерной бикогерентности - $b_{\Sigma 2}^2(f_2)$, которая выявляет на каких разностных частота f_2 трех-волновое взаимодействие происходит наиболее эффективно.

$$b_{\Sigma 2}^2(f_2) = \frac{1}{s(f_2)} \sum_{f_1} b^2(f_1, f_2) \quad (2.20)$$

Формула использовалась при вычислении авто-бикогерентности на токамаке Глобус-М. $s(f_2)$ – число членов в сумме. При вычислении авто-бикогерентности на токамаке ТУМАН-3М использовалась следующая формула:

$$b_{\Sigma 3}^2(f_3) = \frac{1}{s(f_3)} \sum_{\substack{f_1, f_2 \\ f_1 + f_2 = f_3}} b^2(f_1, f_2), \quad (2.21)$$

2.4 Выводы к главе

Разработана диагностика ГАМ на токамаке ТУМАН-3М методом доплеровского обратного рассеяния с одновременным использованием двух частот зондирования, что позволяет регистрировать колебания скорости вращения плазмы при двух радиальных положениях отсечки и, соответственно, регистрировать шир скорости вращения.

Выбрана оптимальная с точки зрения пространственного разрешения и разрешения по волновым числам геометрия рупорно-параболических антенн для доплеровского рефлектометра на токамаке ТУМАН-3М.

Проведен расчет углов ориентации антенн в методе доплеровского обратного рассеяния для реальной трехмерной геометрии сферического токамака Глобус-М в приближении геометрической оптики. На основе проведенных расчетов лучевых траекторий была выбрана геометрия ввода пучка в камеру токамака.

Разработан комплексный подход в исследовании ГАМ на токамаке Глобус-М, основанный на одновременном использовании доплеровского обратного рассеяния, электростатических и магнитных зондов и датчиков излучения на линии D_{α} . Обосновано использование данных об интенсивности свечения на линии D_{α} для регистрации колебаний плотности.

Многохордовая диагностика излучения на линии D_{α} и полоидальный массив магнитных зондов были использованы для определения модового состава колебаний плотности и магнитного поля на частоте ГАМ.

ГЛАВА 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ГАМ НА СФЕРИЧЕСКОМ ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М.

3.1. Режимы работы токамака Глобус-М

Опираясь на ранее проведенные исследования, указывающие на отсутствие ГАМ в H-режиме (например, см. [34]) эксперименты по выявлению ГАМ на токамаке Глобус-М проводились в экспериментах с относительно низкой плотностью электронов ($\langle n \rangle \approx (2-3) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$) с обращенной X-точкой, когда ионный тороидальный дрейф был направлен в сторону от нее, и переход в H-моду был затруднен или вообще не происходил. Форма сеператрисы в этом случае показана на Рис 26. Величина тороидального магнитного поля в проводимых экспериментах была $B_T = 0.4 \text{ Т}$, плазменный ток $I_p = 140 \text{ кА}$, а в качестве рабочего газа в большинстве случаев использовался дейтерий (за исключением единственного сравнительного эксперимента, который будет описан отдельно). Переход в H-режим осуществлялся во второй половине стационарной фазы разряда с помощью инжекции нейтральных атомов (NBI) или увеличения плазменного тока. Переход характеризовался падением интенсивности свечения на линии D_α и увеличением плотности плазмы (Рис.30). На сферическом токамаке эти признаки не сильно выражены. Более явно переход индицировался по увеличению градиентов плотности и температуры, измеренных с помощью диагностики томсоновского рассеяния. Среднехордовая плотность измерялась в этих экспериментах с помощью трех вертикальных хорд интерферометра.

3.2. Проявление ГАМ в спектрах различных диагностик

ГАМ выявлялись посредством спектрального анализа колебаний скорости вращения плазмы. Предварительно определялся доплеровский частотный сдвиг, который оценивался по производной фазы комплексного спектра или по положению центра тяжести спектров, полученных в последовательные моменты времени.

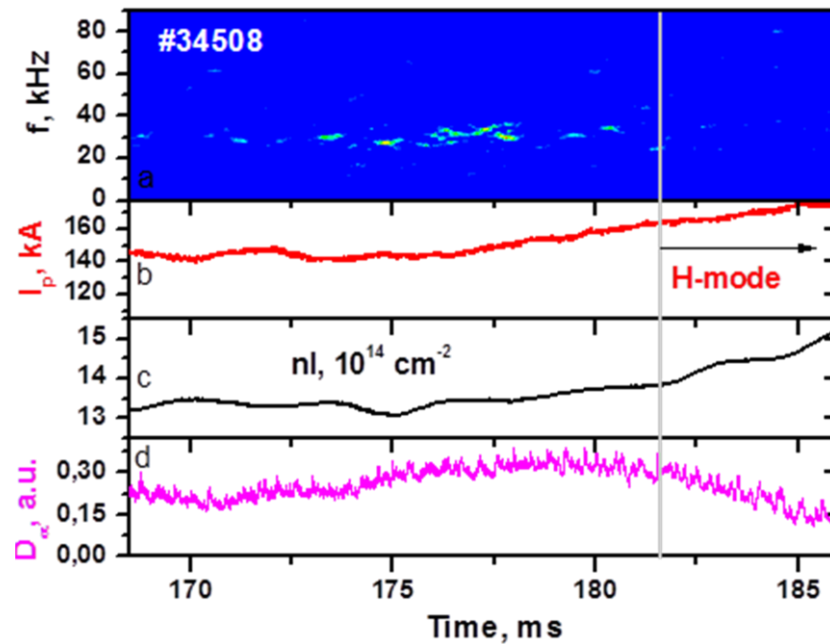


Рис.30. а – спектрограмма доплеровского частотного сдвига и временные зависимости б – плазменного тока, с – плотности плазмы и д – интенсивности свечения на линии D_α

По оценкам спектров, полученных с определенным усреднением в последовательные моменты времени, строились спектрограммы доплеровского частотного сдвига (Рис.30 а). ГАМ проявляются как последовательность ярких пятен вблизи частоты 30 кГц. Эти пятна соответствуют возникновению квазикогерентных вспышек на временной зависимости восстановленного доплеровского частотного сдвига. Длительность вспышек составляла 5-10 периодов колебаний ГАМ. Квази когерентные вспышки наблюдались, когда отсечки находилось внутри сепаратрисы во время возникновения колебаний ГАМ на перпендикулярной скорости вращения. Это подтверждается тем фактом, что средняя перпендикулярная скорость плазмы была направлена вдоль электронного дрейфа.

Следует отметить, что такой прерывистый характер проявлений колебаний проявлялся всегда, когда обнаруживались колебания в области частот, ожидаемых для ГАМ (см. ниже). Прерывистый характер

возникновения квазикогерентных колебаний, наблюдаемый и в экспериментах на токамаке ТУМАН-3М, был аналогичен характеру эволюции амплитуды ГАМ на токамаке ASDEX Upgrade [34]. Амплитуда квазикогерентных вспышек, их длительность и взаимное расположение менялись от выстрела к выстрелу. Следует отметить, важную особенность временной эволюции квази-когерентных вспышек, которая отмечалась на наших экспериментах на обоих токамаках. В значительном числе разрядов вспышки, возникающие в фазе омического нагрева, не обнаруживались непосредственно перед переходом в Н-моду, или, по крайней мере, их амплитуда спадает к моменту перехода, как это, например, видно на Рис. 30. Поскольку, как будет показано ниже, колебания на частоте ГАМ развиваются в конечном радиальном интервале, можно полагать, что в ряде разрядов в этом радиальном интервале ГАМ отсутствовала непосредственно перед переходом. В связи с тем, что в ряде работ (см. Главу 1) активно обсуждается роль ГАМ, как непосредственного триггера перехода в Н-моду, можно полагать, что в наших экспериментах такого влияния ГАМ на переход не было обнаружено. Подобно тому, как это высказано в работе [19], можно полагать, что в токамаке Глобус-М переход инициируется иными механизмами, такими, как NBI или подъем тока, а присутствие ГАМ облегчает этот переход или способствует расширению диапазона плазменных параметров, в котором переход осуществим. Такое возможно, например, если наличие ГАМ приводит к увеличению среднего за предшествующий переходу периода ширины скорости вращения. Однако в серии экспериментов на токамаке Глобус-М, как и на токамаке ТУМАН-3М систематического увеличения средней скорости вращения или ширины этой скорости обнаружено не было. Возможно, такое исследование ширины скорости в присутствии или отсутствии ГАМ следует провести в дальнейшем.

Колебания на частоте ГАМ также были обнаружены в сигналах всех диагностик, описанных в разделе 2.2. Эти колебания могли быть найдены даже без процедур фильтрации исходных сигналов. Амплитуда радиального

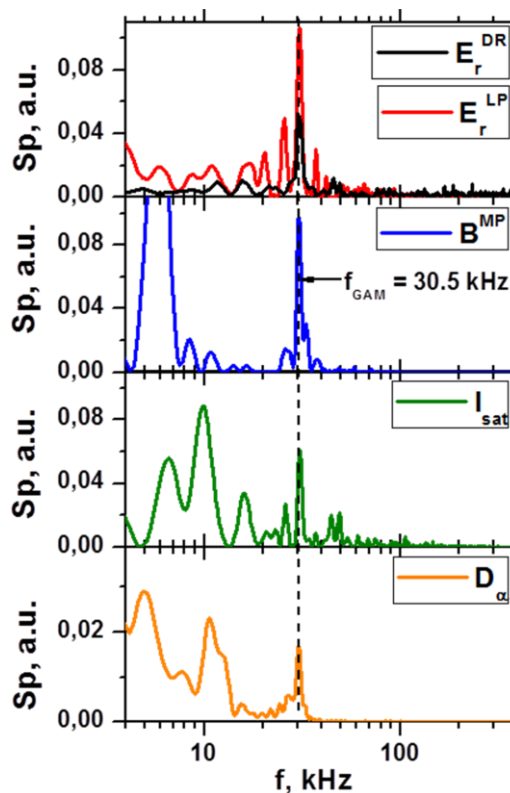


Рис.31. Отнормированные спектры мощности радиального электрического поля, полученные с помощью сигналов доплеровского рефлектометра E_r^{DR} и электростатического зонда E_r^{LP} , полоидальной компоненты магнитного поля, измеренной с помощью магнитного зонда B^{MP} , интенсивности свечения на линии D_α и тока насыщения электростатического зонда I_{sat} .

электрического поля, восстановленная из перпендикулярной скорости, имела значение около 3 кВ/м, что превышает среднее значение радиального электрического поля. Амплитуда колебаний магнитного поля варьировалась в зависимости от полоидального угла в пределах от $1 \cdot 10^{-5}$ до $2 \cdot 10^{-4}$ Тл.

Спектры мощности всех использованных диагностик представлены на Рис.31. Ширина представленных спектров определялась длительностью окна выборки для Фурье-преобразования сигналов, равной 1 мс. На этом рисунке сравниваются спектры радиального электрического поля, оцененного по данным доплеровской рефлектометрии и сигналам электростатических зондов E_r^{DR} и E_r^{LP} , соответственно. Явно выраженные спектральные пики

видны на одной и той же для обеих диагностик частоте 30.5 кГц. Также на этой же частоте (30.5 кГц) наблюдается интенсивная спектральная составляющая в спектре сигналов магнитных зондов (Рис.31 В^{MP}).

Высококонтрастный пик на Рис.31 В^{MP} на частоте 5.86 кГц отвечает развитию МГД моды с полоидальным и тороидальным номерами $m/n = 2/1$. D_α и I_{sat} на Рис.31 - спектры сигналов интенсивности свечения на линии D_α и тока насыщения ленгмюровского зонда, соответственно.

3.3. Частоты ГАМ. Изотопный эффект.

Типичные спектры перпендикулярной скорости, полученные как временные срезы спектрограмм, сравниваются на Рис.32 для разрядов с дейтериевой и водородной плазмой. Выделенные пики видны на частотах 22.4 кГц и 38 кГц для выбранных разрядов. Для случая дейтериевой плазмы величина этого пика на порядок превышала фоновый спектральный шум. В случае водородной плазмы спектральный пик не был столь явно выражен, и амплитуда колебаний скорости, наблюдаемых при тех же, что и в случае дейтериевой плазмы, параметрах, была значительно меньше. Ширина

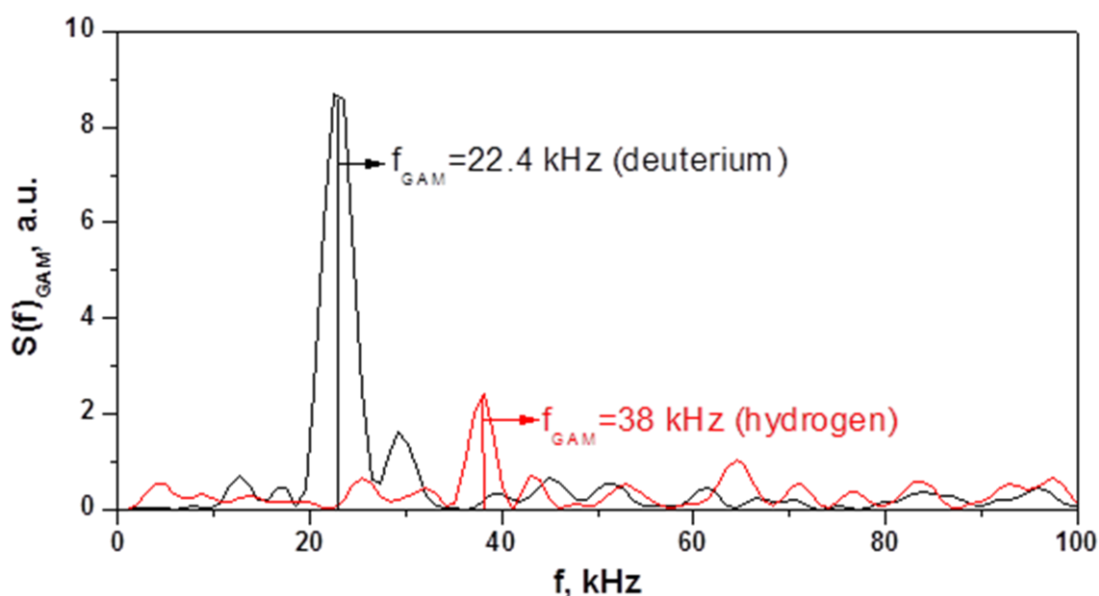


Рис.32. Спектры доплеровского частотного сдвига для случая водородной (красная кривая) и дейтериевой (чёрная кривая) плазмы.

спектров на Рис.32 в основном определяется длиной выборки 256 мкс.

Для сравнения экспериментально измеренной частоты ГАМ с теоретическими предсказаниями была использована формула в пределе так называемых больших дрейфовых орбит, который учитывает влияние на частоту ГАМ аспектное отношение вытянутость плазменного шнура [14]:

$$f_{GAM} = \frac{1}{2\pi R_0} \sqrt{\left(\frac{2T_i}{M_i}\right)\left(\frac{7}{4} + \tau\right)\left(\frac{2}{k^2 + 1}\right)\left(1 - \varepsilon^2 \frac{9k^2 + 3}{8k^2 + 8} - s_k \frac{k^2}{4k^2 + 4}\right)} \quad (3.1)$$

где R_0 , ε и k - большой радиус, обратное аспектное отношение и вытянутость, соответственно, $\tau = T_e / T_i$, $s_k \approx (k-1)/k$. Электронная температура T_e была измерена с помощью диагностики томсоновского рассеяния, а ионная температура T_i оценивалась из баланса энергии ионов с помощью численного моделирования периферийной плазмы Глобус-М [54, 55]. Для $T_e = 100$ эВ, $T_i = 50$ эВ, $k = 1.8$, $\varepsilon = 0.67$ частота ГАМ для дейтериевой плазмы получалась около 20 кГц, что оказалось близко к измеренной частоте для положения отсечки зондирующего излучения на радиусе с максимальной амплитудой ГАМ $R = 0.563$ м. Для разрядов с водородной плазмой измеренная электронная температура была $T_e = 135$ эВ вблизи радиуса $R = 0.563$ м. Ожидаемая частота ГАМ была 33 кГц, в то время когда измеренная была 38 кГц. Эти результаты ясно демонстрируют влияние геометрии плазмы: для квази-цилиндрических токамаков с большим аспектным отношением при тех же плазменных условиях частоты ГАМ были бы значительно выше – 59 кГц и 97 кГц для дейтериевой и водородной плазмы, соответственно.

Результаты сравнения частоты ГАМ с теоретическими предсказаниями, а также её зависимость от ионной массы можно рассматривать как свидетельство того что наблюдаемые колебания – ГАМ.

3.4. Локализации ГАМ.

Локализация ГАМ изучалась путем изменения частоты зондирования в пределах 28-32 ГГц, что позволяло смещать положение отсечки

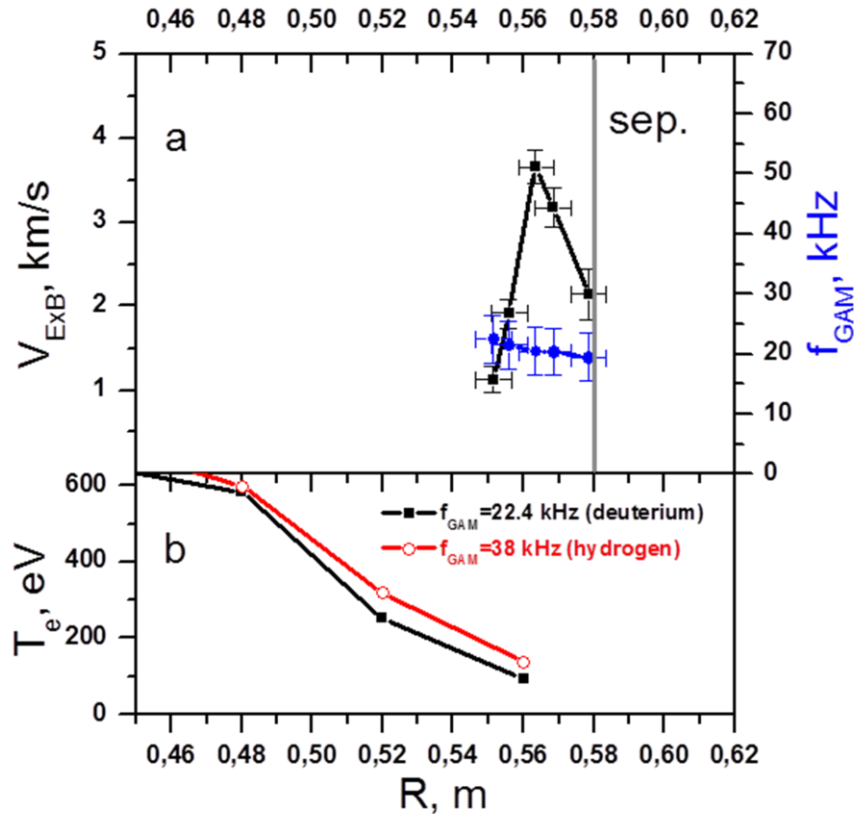


Рис.33. а - зависимость от большого радиуса амплитуды ГАМ (чёрная кривая сверху), частоты ГАМ (синяя кривая сверху), б - температуры электронов в случае водородной и дейтериевой плазмы (снизу красная и черная кривая, соответственно).

зондированного излучения. Частота зондирования изменялась от выстрела к выстрелу, в то время как все параметры плазмы сохранялись по возможности одинаковыми. Эти эксперименты показали, что ГАМ существуют в очень узком слое около 2 см вблизи сепаратрисы и не развиваются вне сепаратрисы в пределах области SOL (Рис.33). Также в выбранных режимах работы токамака ГАМ не были обнаружены при более глубоком зондировании плазмы во всем доступном диапазоне частот зондирования (до 37 ГГц). Центральные области плазмы не были исследованы из-за ограничений используемой диагностики. Аналогичные наблюдения существования ГАМ только вблизи сепаратрисы были сделаны ранее на других токамаках (см. главу 1). Узкая локализация ГАМ возможно была связана с сильным

снижением коэффициента запаса устойчивости на небольшом масштабе. Величина q на сепаратрисе составляла 5.5, а на расстоянии 1.5 см внутри неё - $q = 4.6$. Низкое значение q предполагает затухание ГАМ по механизму Ландау [1]. К сожалению, количественную оценку интервала локализации не было возможности привести из-за отсутствия сведений об инкременте нарастания ГАМ, определяемым напряжениями Рейнольдса. В связи с этим можно отметить, что в токамаках всегда наблюдается спад интенсивности мелкомасштабных турбулентных флуктуаций с уменьшением большого радиуса.

Наблюдаемая узкая периферийная локализация ГАМ допускает иную интерпретацию. Как видно на Рис 33, частота ГАМ заметно не изменяется при различных положениях отсечки, хотя температура электронов и скорость звука изменяются более чем в два раза в этом интервале радиусов. Аналогичный эффект наблюдался ранее на токамаке JFT-2M (см. Главу 1).

В этом случае наблюдаемая локализация ГАМ также может рассматриваться как проявление собственной ГАМ (GAM eigenmode). Теоретически предсказанный радиальный размер собственной моды ГАМ, как ширина максимума функции Эйри (см. главу 1), для условий токамака Глобус-М составляет величину порядка $\lambda_{GAM} = 0.8$ см, что приблизительно вдвое меньше измеренной ширины зоны локализации ГАМ.

3.5. Анализ пространственной модовой структуры ГАМ.

Использование комплекса диагностик, описанного в главе 2 позволило восстановить пространственную модовую структуру ГАМ. Прежде всего, колебания доплеровского частотного сдвига, определенные с использованием доплеровских рефлектометров, расположенных при разных полоидальных углах, наблюдались в фазе на частоте ГАМ в случае, когда положения отсечек обоих рефлектометров оказывались на одной магнитной поверхности (Рис.34). Положения отсечки на одной магнитной поверхности достигалось изменением частоты зондирования и полоидального и

тороидального угла наклона обоих рефлектометров при контроле одинакового поведения средней скорости вращения плазмы (см. главу 2).

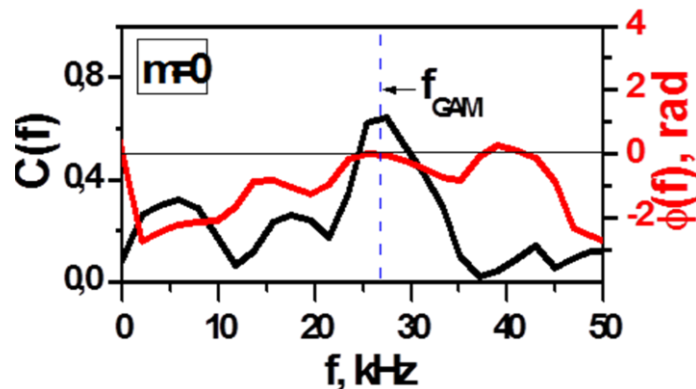


Рис.34. Взаимная когерентность $C(f)$ и фаза взаимного спектра $\phi(f)$ сигналов доплеровского частотного сдвига, полученных с использованием доплеровских рефлектометров, расположенных при полоидальных углах -30° и 45° (#34504, момент времени 170 мс, сглаживание по 15 временным выборкам длительностью 128 мкс).

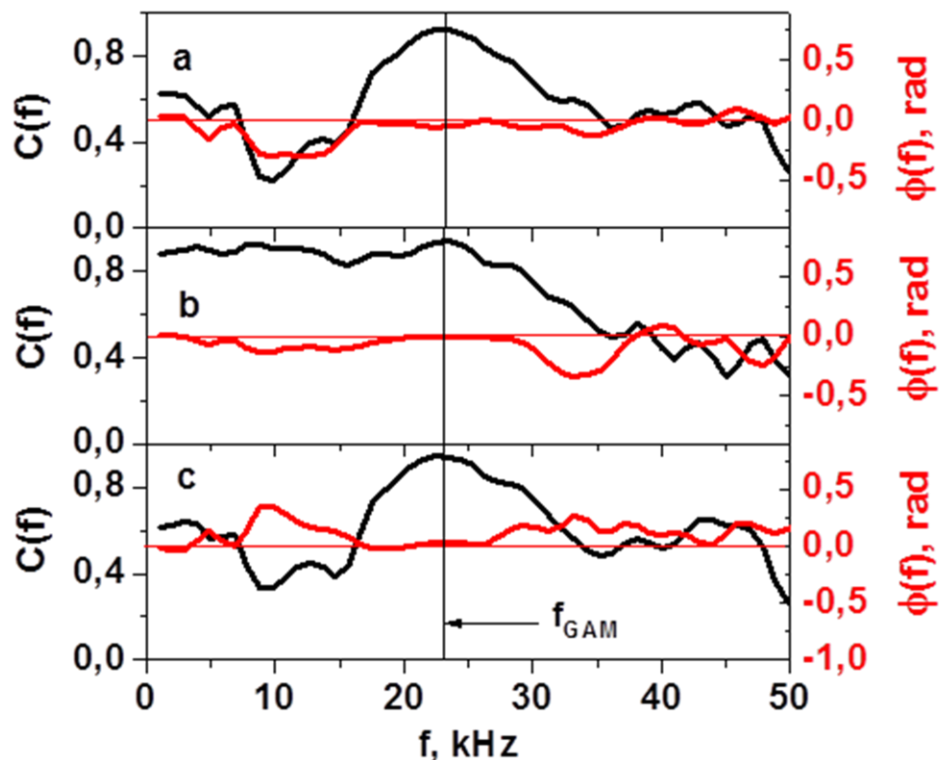


Рис.35. Взаимная когерентность $C(f)$ и фаза взаимного спектра $\phi(f)$ сигналов D_α для линий наблюдения: (а) “а” и “b”, (b) “e” и “f”, (с) “c” и “d” (#36124, сглаживание по 15 временным выборкам длительностью 128 мкс)

Нулевой фазовой сдвиг между колебаниями скорости на частоте ГАМ был обнаружен при помощи когерентного анализа колебаний скорости. Показанная на Рис.34 когерентность имеет максимум на частоте ГАМ. Соответствующая этому максимуму фаза взаимного спектра имела значение порядка нуля. Это наблюдение согласуется с предсказанной теоретически [1], [6] полоидальной пространственной структурой $m = 0$ для колебаний $E \times V$ скорости вращения плазмы, связанных с ГАМ.

Также исследовались сигналы датчиков D_{α} , измеряющих интенсивность свечения вдоль различных линий наблюдения в полоидальном сечении. Основное наблюдение заключается в том, что все шесть сигналов интенсивности излучения на линии D_{α} находились в фазе на частоте ГАМ. Об этом свидетельствуют данные когерентного анализа, представленные на Рис.35. Данные для пар детекторов, расположенных вдоль вертикальных линий наблюдения “а” и “b” и вдоль горизонтальных хорд “e” и “f” (см. Рис.26), показаны на рисунке 35 а и b, соответственно. Нулевая фазовая задержка (рисунок 35 c) также получается и для линий наблюдения “с” и “d”, размещенных при разных тороидальных углах. Принимая во внимание, что свечение D_{α} возникает в основном из области вблизи сепаратрисы (в двух локализованных областях вдоль каждой линии наблюдения), можно предположить, что синхронизированные сигналы отражают пространственную структуру $m=0$ колебаний плотности плазмы. Колебания с полоидальным номером моды $m = 1$ не были обнаружены на фоне сфазированных колебаний. Следует особо отметить полученный результат, поскольку наблюдение полоидальной моды $m = 0$ не соответствует хорошо известным теоретическим предсказаниям малых возмущений плотности плазмы в ГАМ со структурой $m=1$ ($\delta n \approx \sin(m\theta)$) [6].

Полоидальная структура $m=0$ подразумевает для тороидально симметричной геометрии токамака тороидальный номер моды $n = 0$. Мода $n = 0$ была также подтверждена путем измерения фазовой задержки между сигналами датчиков D_{α} , смотрящих вдоль линии наблюдения “e”, но

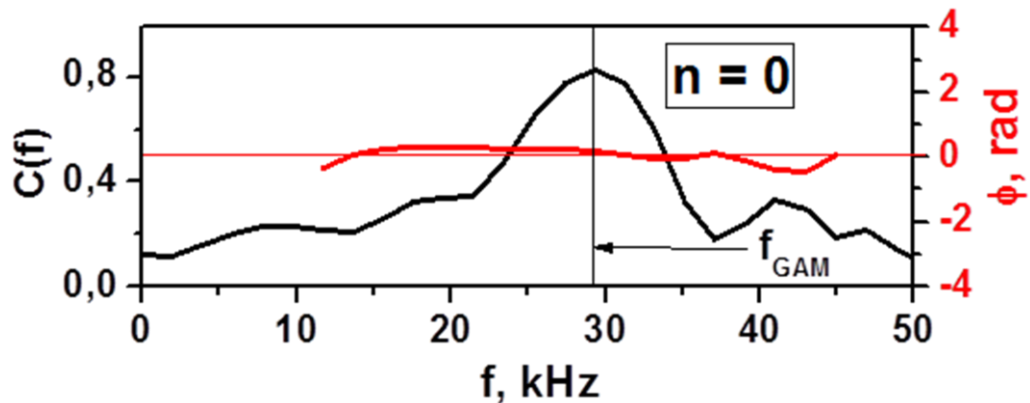


Рис.36. Взаимная когерентность $C(f)$ и фаза взаимного спектра $\phi(f)$ сигналов D_α для горизонтальных линий наблюдения, расположенных при тороидальных углах $\phi = 0^\circ$ и $\phi = 180^\circ$ (#34504, сглаживание по 15 временным выборкам длительностью 128 мкс).

расположенных при различных тороидальных углах: $\phi = 0^\circ$ и $\phi = 180^\circ$. Данные, представленные на Рис.36, свидетельствуют о нулевой фазовой задержке на частоте ГАМ при достаточно высоком уровне взаимной когерентности. Структура $n = 0$ колебаний на частоте ГАМ отражает главную отличительную особенность тороидальной структуры ГАМ, предсказанную теорией [6].

Так как колебания излучения на линии D_α отражают колебания плотности плазмы, из представленных выше измерений следует, что колебания плотности плазмы на частоте ГАМ имеют пространственную структуру с полоидальным и тороидальным номерами мод $m = 0$ и $n = 0$, соответственно. Можно высказать предположение, что такая структура возмущений плотности плазмы может возникать из-за сравнительно быстрого локального изменения удержания частиц плазмы вблизи сепаратрисы, которое может быть результатом подавления турбулентности из-за колеблющегося с частотой ГАМ шара скорости и, следовательно, подавления турбулентного переноса. Характерное время τ изменения локальной плотности плазмы из-за изменения турбулентной диффузии может

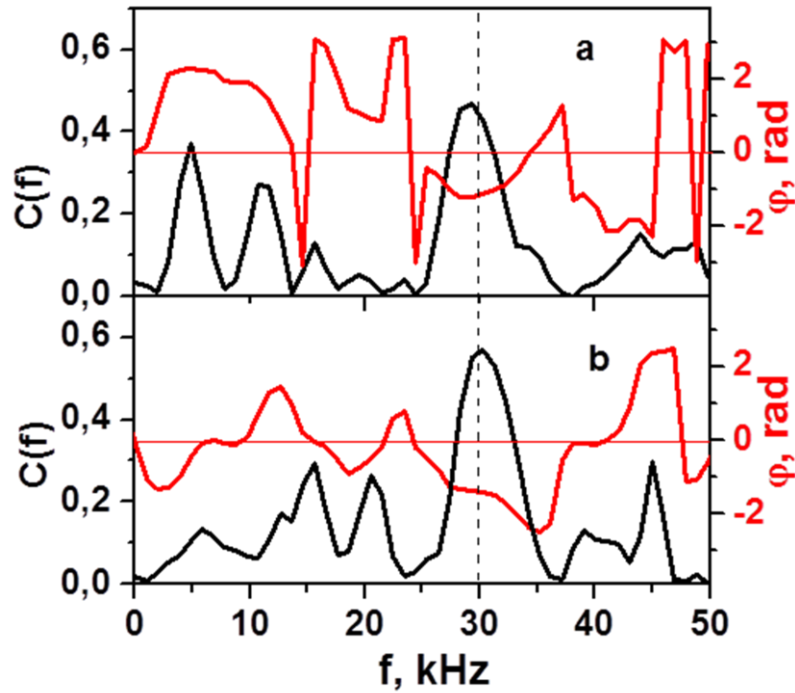


Рис.37. Взаимная когерентность $C(f)$ и фаза взаимного спектра $\varphi(f)$ сигналов D_α и а) амплитуды обратно рассеянного сигнала, б) $E \times V$ скорости (#34504, сглаживание по 15 временным выборкам длительностью 256 мкс).

быть оценено, как $\tau \approx \delta^2 / D_\perp$, где D_\perp - коэффициент турбулентной диффузии, а δ - размер области ширового вращения. В случае периферии токамака Глобус-М внутри сепаратрисы коэффициент поперечной диффузии $D_\perp \approx 1 \text{ м}^2/\text{с}$ [54] и для $\delta \approx 0.005 \text{ м}$, как половины радиальной области существования ГАМ, оценка дает $\tau \approx 25 \text{ мкс}$, что оказалось близко к периоду колебания ГАМ. Такие короткие диффузионные времена могут возникать в узких радиальных периферийных областях, где существуют ГАМ. Если наблюдаемые колебания свечения D_α обусловлены подавлением турбулентного переноса, то следует ожидать корреляции между колебаниями D_α и колебаниями уровня турбулентности с частотой ГАМ, которая в свою очередь зависит от колебаний $E \times V$ скорости, вызванных ГАМ. Ожидаемая корреляция была обнаружена между колебаниями свечения D_α и амплитудой

обратно рассеянного сигнала (Рис.37 а). Сдвиг фаз между этими колебаниями составляет приблизительно $\pi/2$.

Корреляция наблюдается также между колебаниями свечения D_α и колебаниями $E \times B$ скорости на частоте ГАМ (Рис.37 б). Рис.37 демонстрирует такую корреляцию на частоте ГАМ 30 кГц, как максимум когерентности. Следовательно, существует корреляция также между колебаниями амплитуды сигналов обратного рассеяния и $E \times B$ скорости.

Косвенно обнаруженная связь между колебаниями скорости и амплитуды турбулентных флуктуаций подтверждается данными, полученными в экспериментах на токамаке ФТ-2 [47]. В этих экспериментах методами биспектрального анализа были обнаружены колебания амплитуды дрейфовых флуктуаций, измеренной с помощью рефлектометрии. Более прямым образом гипотезу быстрого изменения турбулентного переноса подтверждают результаты исследования ГАМ в токамаке JFT-2M с использованием метода НВР (см. Главу 1), где было обнаружено периодическое подавление конвективных турбулентных потоков с частотой ГАМ. Можно полагать, что такое подавление в нашем случае приводит к локальному приросту плотности, которое регистрируется, как повышение интенсивности свечения на линии D_α .

3.6. Колебания магнитного поля на частоте ГАМ.

Колебания на частоте ГАМ были также обнаружены при исследовании временного поведения магнитного поля с помощью набора магнитных зондов. На Рис.38 приведены характерный сигнал магнитного зонда и спектр этого сигнала.

С целью определения модовой структуры магнитных возмущений был выполнен анализ фазовых сдвигов между сигналами различных магнитных зондов (см. Главу 2). При исследовании сигналов зондов, расположенных при различных полоидальных углах, было обнаружено, что

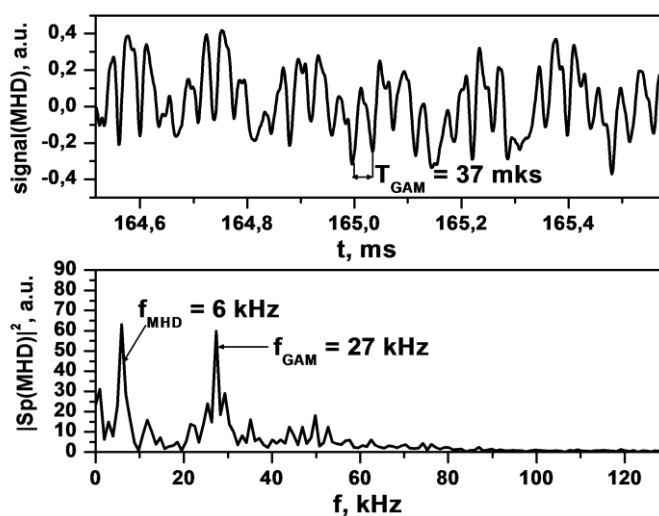


Рис.38. Временная зависимость сигнала магнитного зонда (сверху) и квадрат модуля спектра этого сигнала, посчитанного для всего представленного временного промежутка (снизу).

колебания магнитного поля на частоте ГАМ резко уменьшаются со стороны слабого магнитного поля, что можно видеть на Рис.39-а.

Подобная сильная зависимость амплитуды магнитной составляющей ГАМ от полоидального угла наблюдается в токамаках DIII-D- и TCV (см. Главу 1) и рассматривается как, своего рода, "анти-баллонный эффект" [30, 31]. Спад сигналов на частоте ГАМ с зондов, расположенных на внешнем обходе тора, был столь значителен, что сигналы некоторых магнитных зондов не могли быть использованы.

Доступные сигналы представлены на Рис 39-б на полярных диаграммах для трех моментов времени, разделенных по времени на четверть периода колебания ГАМ. Сигналы каждого зонда были нормированы на их амплитуду, и, следовательно, представленные значения изменяются в интервале ± 1 . Формы диаграмм в полярной системе координат могут быть интерпретированы, как проявление магнитных колебаний ГАМ с полоидальной пространственной структурой $m = 2$, которая сильно

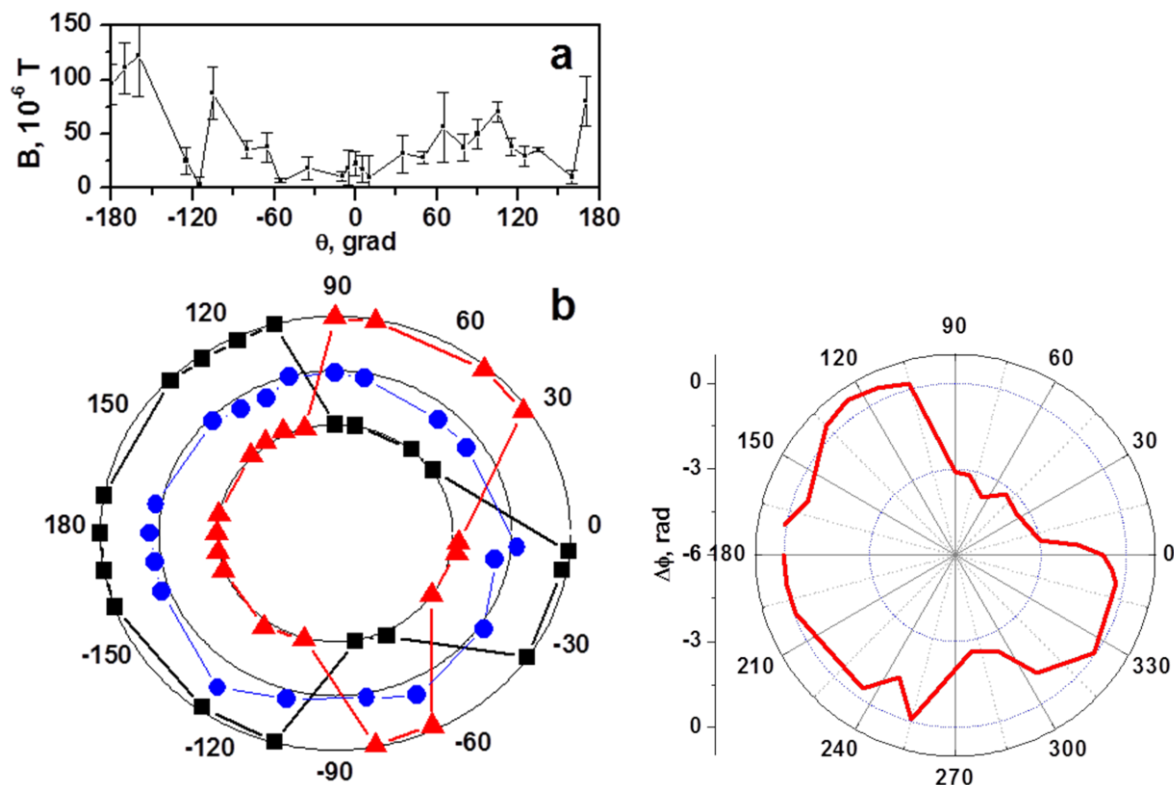


Fig.39. Слева: (a) – амплитуда ГАМ, измеренная с использованием полоидального массива магнитных зондов, (b) – нормированная амплитуда сигналов магнитных катушек: чёрная кривая – момент времени $t_1 = 173.936$ мс, синяя кривая - $t_2 = 173.946$ мс, красная кривая – $t_3 = 173.956$ мс. $t_3 - t_1 = 0.5/f_{\text{ГАМ}}$. Справа: Угловое распределение относительной фазы флуктуаций магнитного поля на частоте ГАМ.

деформирована, видимо, из-за тороидальной неоднородности магнитного поля в токамаке с малым аспектным отношением. Отметим, что такая же модовая структура магнитных колебаний ГАМ с $m = 2$ была обнаружена в токамаке TCV [31].

Так как колебания магнитного поля на частоте ГАМ представляют собой стоячую волну, для реконструирования полоидальной структуры использовался также анализ кросс-фазы (см. 2.4). Измерялась разность фаз на частоте ГАМ между сигналами магнитного зонда, расположенного при полоидальном угле 180° , и всех других катушек. Эта фазовая разность была найдена, как значение фазы взаимного спектра на частоте ГАМ для каждой пары сигналов. Статистически усредненные взаимные спектры были

рассчитаны по 63 выборкам длительностью 256 мкс с шагом 128 мкс. На Рис.39 показано угловое распределение относительной фазы флуктуаций магнитного поля на частоте ГАМ. Радиальная координата такой полярной диаграммы является разностью фаз; внутренний круг соответствует разности фаз $-\pi$ рад, внешняя пунктирная окружность соответствует разности фаз 0 рад. Результаты, полученные двумя методами, также можно интерпретировать, как проявление колебаний с $m = 2$. Экспериментально выявленная структура магнитных колебаний с полоидальным числом $m = 2$ соответствует теоретическим представлениям, развитым в работе. [13] (смотри Главу 1.)

3.7. Исследование временной эволюции ГАМ

Как уже упоминалось (см. 3.2) в стационарной фазе разрядов, на протяжении которой ГАМ детектировались на всех диагностиках, была обнаружена сильная модуляция амплитуды колебаний ГАМ, как показано на Рис.30. Эволюции интенсивности ГАМ также показана на Рис.40. Сигналы различных диагностик были отфильтрованы в диапазоне частот ГАМ от 20 до 40 кГц, а их мгновенные мощности были сглажены во временных окнах 1 мкс и 0,3 мкс. Были обнаружены два характерных временных масштаба: 3 мс и 0,4 мс. Представленные для разных диагностик кривые не являются точно подобными, как можно увидеть на Рис.40. Заметные различия наблюдались между сигналами, полученными по данным Доплеровской рефлектометрии и другими методами. Понятно, что свойства детектирования магнитных измерений и измерений интенсивности свечения на линии D_α не зависят от радиального положения ГАМ, в то время как возможность доплеровской рефлектометрии детектировать ГАМ определяется относительным положением ГАМ и области обратного рассеяния (отсечки зондирующего излучения). Поэтому изменение плотности плазмы, т.е. положения отсечки, может влиять на чувствительность доплеровского рефлектометра к ГАМ. Тем не менее, в интервале 169 – 178 мс там, где изменения огибающих

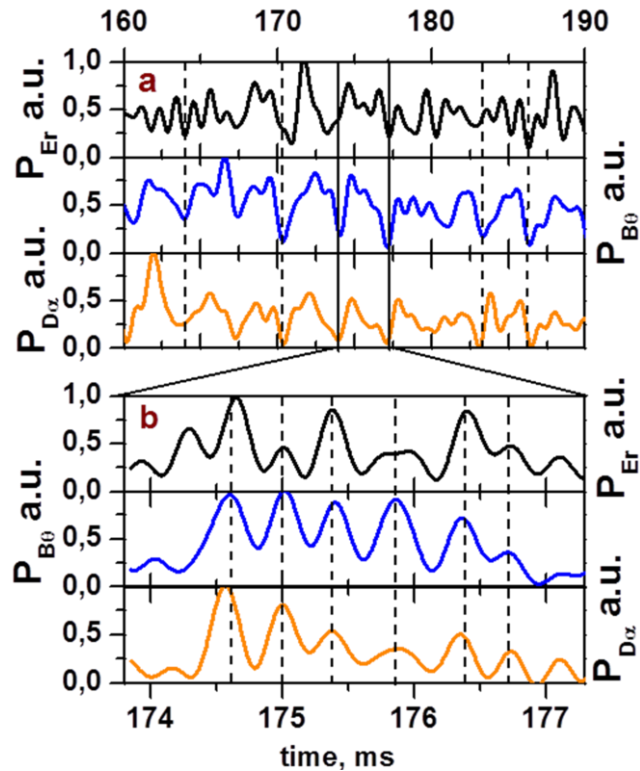


Рис.40. Временные эволюции мощности колебаний в полосе частот ГАМ радиального электрического поля E_r , полоидального магнитного поля B_θ и интенсивности свечения на линии D_α , сглаженные временным окном (a) 1 мс и (b) 0.3 мс. #34504

подобны, эти изменения находятся приблизительно в фазе, в то время, как между колебаниями скорости и интенсивности излучения на линии D_α на частоте ГАМ наблюдается фазовый сдвиг (см. Рис.37 б). Низкочастотные колебания интенсивности ГАМ (3 мс по шкале времени, т. е. по масштабу времени сравнимые с характерными временами удержания) аналогичны тем, которые ранее наблюдались в токамаке ASDEX Upgrade в режиме омического нагрева [43]. Возможное объяснение такой временной эволюции состоит в том, что интенсивность ГАМ меняется за счет эволюции напряжений Рейнольдса, которые могут проявляться, как низко частотная эволюция уровня флуктуаций плотности. Эти флуктуации в свою очередь могут изменяться в связи с низкочастотными изменениями шира скорости вращения. Подобная интерпретация предложена в работе [34]. Эта взаимосвязь прослеживается на токамаке Тумана-3М (Глава 4). На токамаке

Глобус-М аналогичную связь было невозможно обнаружить, так как шир скорости не определялся. Второй временной масштаб (0.4 мс) типичен для продолжительности всплеск квази-когерентных колебаний ГАМ. Появление этих всплеск является квази-периодическим (см. Рис.40), а времена между ними близки к характерным периодам колебаний зональных потоков, которые наблюдались в ряде исследований, посвященных режиму LCO [40, 41, 43, 56, 57, 58] и описываемых моделью хищник-жертва [39].

3.8. Результаты бикогерентного анализа.

В токамаке Глобус-М наличие взаимодействия между колебаниями ГАМ и турбулентностью плазмы было определено с использованием взаимного бикогерентного анализа. В качестве временных реализаций $Y_i(t)$, $Y_j(t)$ и $Y_k(t)$ (см. 2.4) могли использоваться сигналы IQ или временные зависимости, сформированный из этих сигналов. Первоначально, также как это было сделано при биспектральном анализе в работе на токамаке ФТ-2 [32], в качестве $Y_i(t)$ и $Y_j(t)$ брались непосредственно выходные сигналы квадратурного детектора $I_{cos}(t)$ или $I_{sin}(t)$ временные реализации

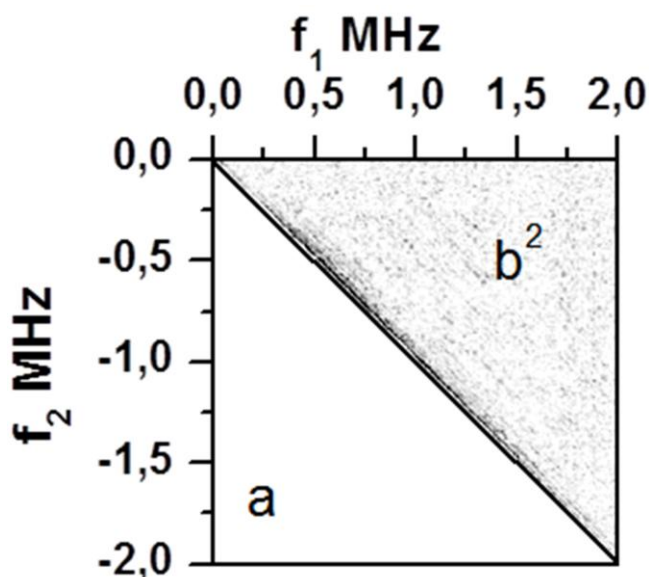


Рис.41. Взаимная бикогерентность сигнала квадратурного детектора и временной реализации доплеровского сдвига.

доплеровского сдвига, как функции $Y_k(t)$. Полученные при этом значения двумерных спектров в области частот f_2 , равной частоте ГАМ превосходили заметно уровень статистической значимости. Пример такого биспектра приведен на Рис.41.

Однако этот положительный результат еще может не означать обнаружение трех-волнового взаимодействия между ГАМ и турбулентными

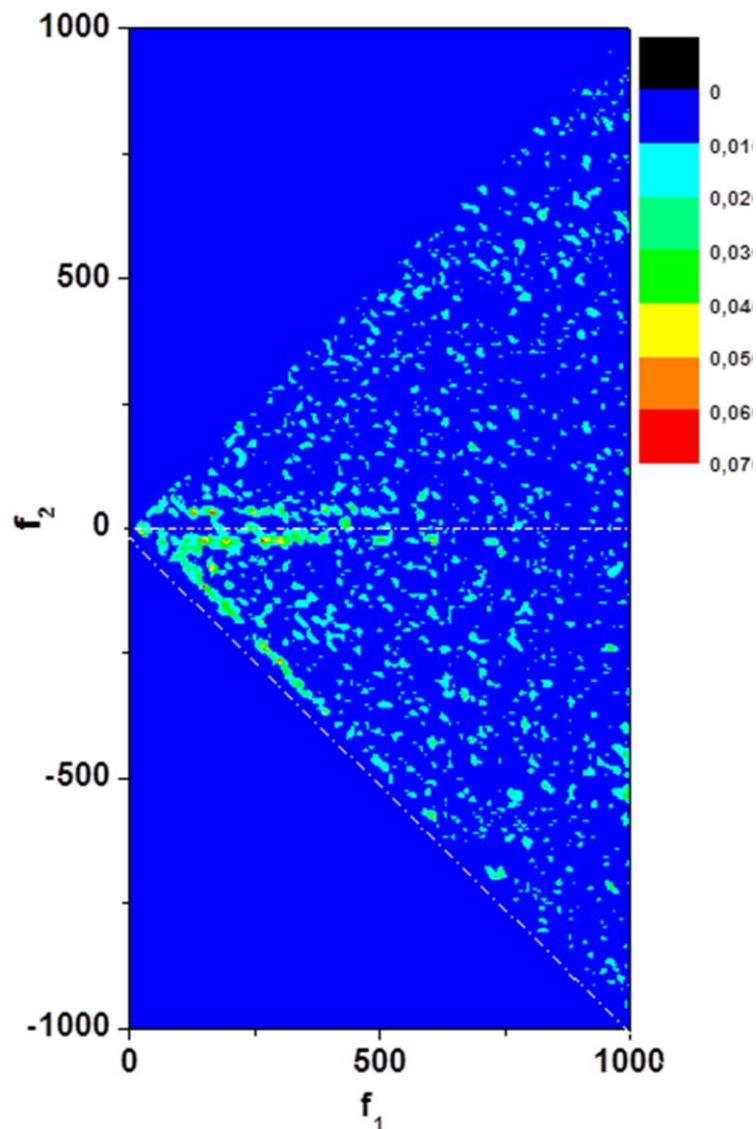


Рис.42. Двумерный спектр автобикогерентности для скорости вращения $b^2(f_1, f_2)$, посчитанный для выстрела #34504.

флуктуациями. Обнаруженная фазовая связь, скорее всего, может быть обусловлена сильной модуляцией фазы, которая приводит к появлению в сигналах $I_{cos}(t)$ или $I_{sin}(t)$ высокочастотных компонент, фазы которых связаны

с фазой колебаний скорости на частоте ГАМ. Это и приводит к большим значениям бикогерентности, которые только свидетельствуют о возникновении колебаний доплеровского сдвига большой амплитуды на частоте ГАМ.

Не прибегая к использованию такой комбинации сигналов, мы ориентировались на результаты, которые были получены на токамаке DIII-D [42] при вычислении автобикогерентности для колебаний ЕхВ скорости. В качестве функций $Y_i(t)$, $Y_j(t)$ и $Y_k(t)$ была использована временная зависимость доплеровского сдвига, который определялся, как центр тяжести спектра комплексного сигнала, оцененного в окне длительностью 2 мкс. Можно было полагать, что вычисление такой автобикогерентности определит связь между колебаниями скорости ЕхВ дрейфа и высокочастотными колебаниями скорости, которые могут определять напряжения Рейнольдса. Бикогерентный спектр вычислялся по $M = 190$ выборкам длительностью 128 мкс в омической

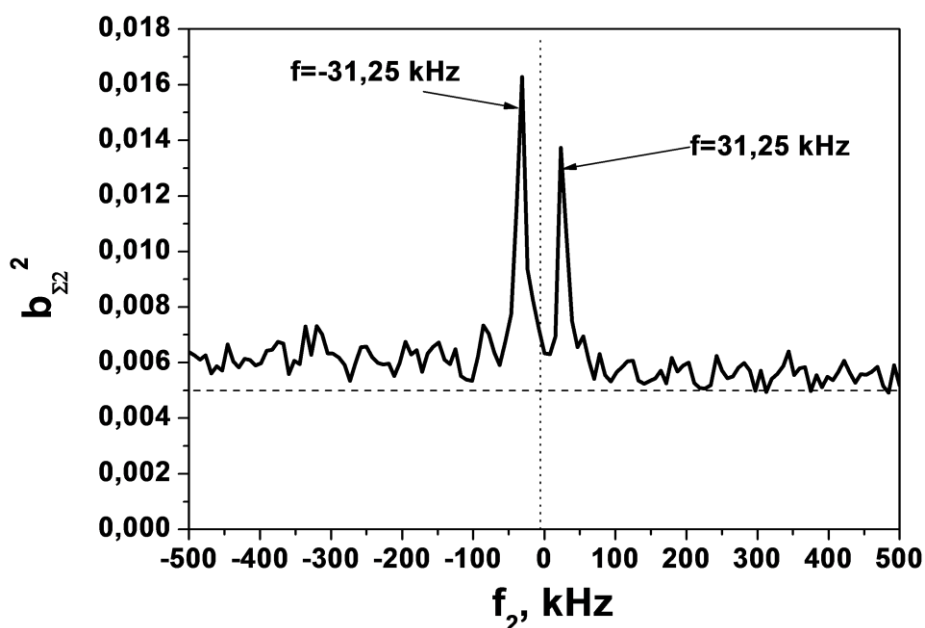


Рис.43. Суммарная автобикогерентность $b_{\Sigma 2}^2(f_2)$, посчитанная для выстрела #34503 Штриховая линия - уровень статистической значимости

фазе разряда #34504 от 165.до 189.4 мс. Результаты таких вычислений

показаны на Рис 42. Можно видеть цепи пятен, отмечающие превышения над уровнем шума при частотах $f_2 = \pm 31.25 \text{ кГц} = f_{\text{ГАМ}}$ и при $f_1 - f_2 = f_{\text{ГАМ}}$.

С использованием двумерного автобиспектра был вычислен одномерный спектр, или суммарный спектр $b_{\Sigma 2}^2(f_2)$, (см. (2.20)), который, как отмечалось, выявляет на каких разностных частота трех-волновое взаимодействие происходит наиболее эффективно. Спектр показан на Рис.43, на котором с хорошим контрастом проявляется максимум на частоте 31.25 кГц, который почти в четыре раза превосходит уровень статистической значимости, равный $1/M = 0.005$.

Спектр автобикогерентности указывает на существование фазовой связи между высокочастотными гармониками скорости, разность частот которых равна частоте ГАМ. Подобную связь можно ожидать при существовании трехволнового взаимодействия [45].

3.9. Выводы к Главе 3

Обнаружена ГАМ на сферическом токамаке Глобус-М в сигналах диагностики обратного доплеровского рассеяния, датчиков излучения на линии D_{α} , электростатических и магнитных зондов. Определен характер перемежаемости ГАМ и исследовано отношение к переходу в Н-режим.

Исследованы спектральные характеристики ГАМ. Измеренная частота ГАМ сопоставлена с теорией, в которой учитывается аспектное отношение и вытянутость магнитной конфигурации.

Изучено влияние изотопного состава плазмы на параметры ГАМ.

Определена локализация ГАМ в узком диапазоне радиусов, трактуемая как собственная мода.

Исследован модовый состав колебаний плотности на частоте ГАМ. Определены тороидальный и полоидальный номера мод этих колебаний $n = 0$ и $m = 0$.

Обнаружены колебания магнитного поля на частоте ГАМ. Исследовано пространственное распределение этих колебаний и определен их модовый состав.

Продемонстрировано, что характер перемежаемости ГАМ одинаков для сигналов все диагностик.

Проведен бикогерентный анализ сигнала $E \times B$ скорости, который демонстрирует наличие фазовой связи между колебаниями ГАМ и высокочастотными флуктуациями скорости.

ГЛАВА 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ГАМ НА ТОКАМАКЕ ТУМАН-3М МЕТОДОМ ДОПЛЕРОВСКАЯ РЕФЛЕКТОМЕТРИЯ.

4.1. Проявления ГАМ в спектрах скорости вращения плазмы.

Исследование геодезической акустической моды на токамаке ТУМАН-3М проводилось в разрядах с переходом в омический H-режим, инициируемый с помощью импульсного напуска газа [59]. В этих разрядах плазма имела следующие характеристики: большой и малый радиусы плазменного шнура $R = 53$ см и $a_{LCFS} = 22$ см, соответственно, плазменный ток $I_p = 130 - 140$ кА, средняя плотность плазмы в L-моде была $\langle n \rangle = (0.7 - 1.8) \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ и $(3-4) \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ в течение H-моды, тороидальное магнитное поле $B_T = 0.7 - 1$ Т, запас устойчивости $q_{cyl} = 2.6 - 3.6$. Отличительным признаком

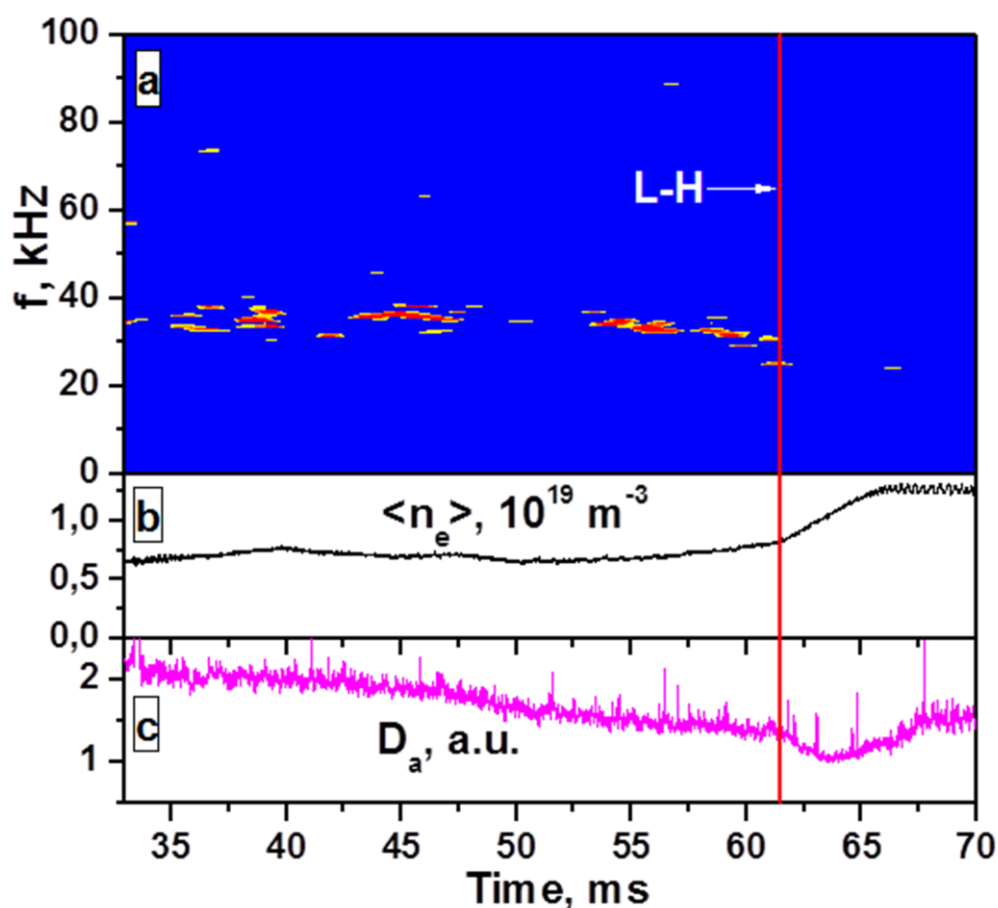


Рис.44. (a) спектрограмма доплеровского сдвига и временные зависимости (b) среднечордовой электронной плотности и (c) интенсивности излучения на линии D_α и. $B_T=1$ Т

перехода в режим улучшенного удержания является резкое увеличение плотности плазмы с одновременным уменьшением интенсивности свечения на линии D_{α} . Такой переход явно виден на 62 мс на Рис. 44. b, c. Большинство экспериментов выполнены в разрядах, в которых в качестве рабочего газа использовался дейтерий. Сравнительные эксперименты с использованием водорода описаны отдельно.

Как уже отмечалось, в отличие от экспериментов на токамаке Глобус-М на токамаке Туман-3М существовала возможность регистрировать перпендикулярную скорость вращения одновременно в двух разнесенных по радиусу областях. Это открывало возможность оценивать изменение ширины скорости вращения, как в низкочастотной области, так и в диапазоне частот ГАМ.

Подобно тому, как это наблюдалось на токамаке Глобус-М, ГАМ проявлялись в виде локализованных по частотам и во времени областей с повышенной спектральной плотностью (см. Рис. 44). Спектрограмма на Рис. 44 была получена при определении доплеровского сдвига по производной фазы комплексного сигнала IQ детектора. Спектр производной фазы определялся в окне длительностью 512 мкс. Спектры, показанные на спектрограмме есть результат усреднения по 4 окнам с шагом 256 мкс.

Прерывистый характер появления спектральных «пятен» соответствовал чередующемуся вспышкам квазикогерентных колебаний на сигнале доплеровского частотного сдвига. Время наблюдения одной вспышки квази-когерентных в среднем составляет 200 мкс, что соответствует нескольким периодам колебаний сигнала доплеровского частотного сдвига. Такие колебания с частотой 27-35 кГц были зарегистрированы также на сигнале плавающего потенциала электростатического зонда, размещенного на расстоянии 1 см от последней замкнутой магнитной поверхности внутри неё. Как и на токамаке Глобус-М, в ряде разрядов квази-когерентные вспышки, возникающие в фазе омического нагрева, не наблюдались непосредственно перед переходом в Н-моду. В связи с этим в этих разрядах

нельзя было ожидать обнаружения непосредственного влияния на переход в омическую Н-моду. В этих разрядах, как и разрядах, в которых ГАМ не наблюдалась, причиной перехода являлся импульсный газонапуск. (Рис.44 а).

4.2. Спектральные характеристики ГАМ

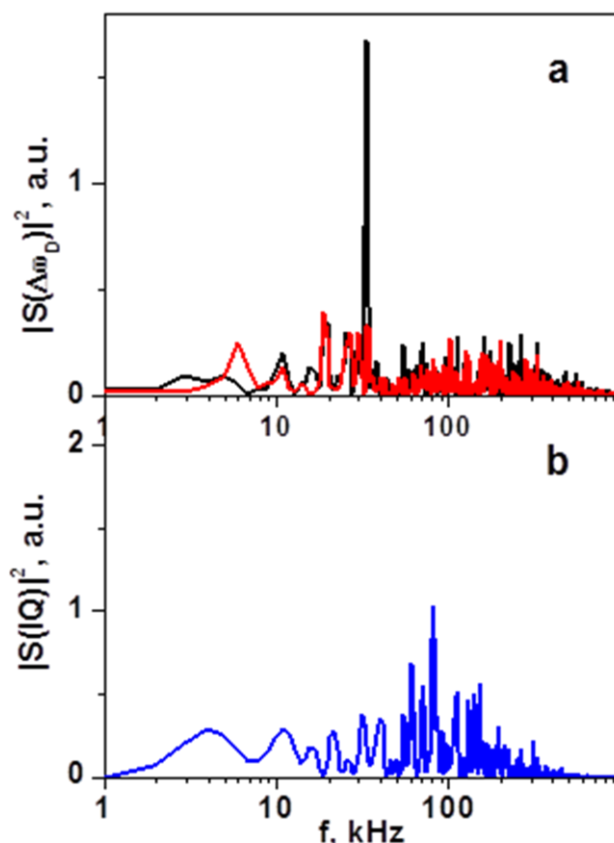


Рис. 45. (а) модуль спектра колебаний доплеровского сдвига частоты при угле падения зондирующего излучения (см. Главу 2) $\alpha = 10^0$ (черная кривая) и $\alpha = 0^0$ (красная кривая), (б) модуль спектра колебаний обратно рассеянного сигнала.

Рис.45 а демонстрирует оценку спектра колебаний доплеровского частотного сдвига, рассчитанного в окне 512 мкс на 56 мс разряда №13020708. Спектральный пик на частоте 31 кГц наблюдается с высоким контрастом (около 10) относительно уровня фона. Однако в спектре амплитуды сигнала IQ детекторов, которая пропорциональна уровню

турбулентных флуктуаций плотности плазмы в выделенном диапазоне волновых векторов k , не наблюдается выделенной гармонике на частоте ГАМ (Рис.45 б). Более того, не было зарегистрировано колебаний на частоте ГАМ в сигналах ионного тока насыщения зондов, расположенных в экваториальной плоскости камеры токамака со стороны слабого магнитного поля. Также, чтобы проверить тот факт, что ГАМ были зарегистрированы только как колебания перпендикулярной скорости, доплеровский рефлектометр был переделан в обычный флуктуационный рефлектометр с нормальным падением зондирующего пучка на магнитную поверхность в экваториальной плоскости токамака ТУМАН-3М. В этом случае не было обнаружено колебаний на частоте ГАМ ни на фазе комплексного сигнала IQ

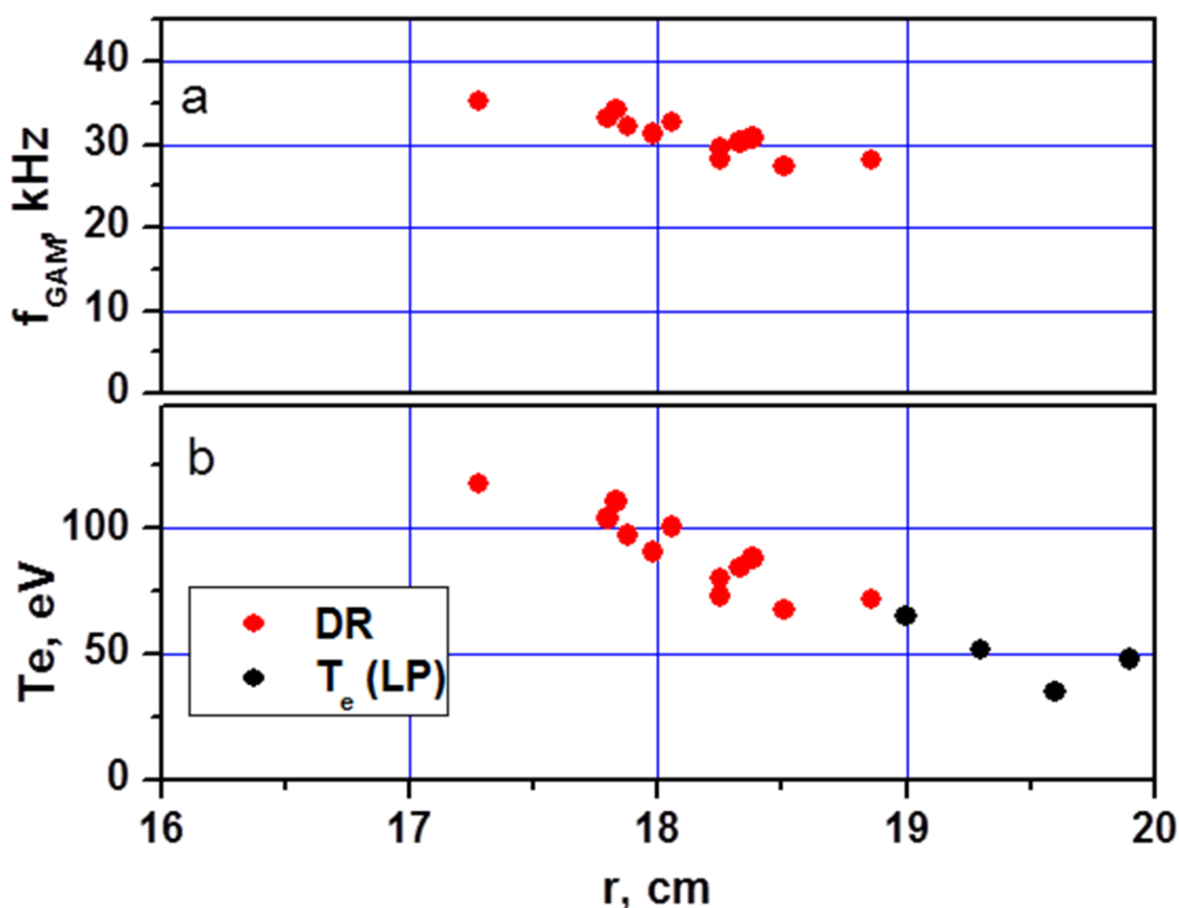


Рис. 46. Зависимость (а) частоты ГАМ от радиуса и (б) температуры электронов, рассчитанной по приведенной формуле (красные точки) и полученной по данным ленгмюровского зонда (черные точки)

детекторов, ни на ее производной (Рис.45 а). Таким образом, можно сделать вывод, что ГАМ в экваториальной плоскости токамака ТУМАН-3М проявляются только в колебаниях скорости вращения плазмы, но не в колебаниях плотности. Эти наблюдения находятся в соответствии с теоретическими предсказаниями структуры вызванных ГАМ колебаний плотности в экваториальной плоскости токамака [1].

Вспышки колебаний ГАМ были найдены в диапазоне малых радиусов в разрядах с похожими плазменными параметрами, когда зондирование на различных радиусах обеспечивалось перестройкой частот зондирования от разряда к разряду. Радиальная зависимость частоты ГАМ представлена на Рис.46. а. Можно ожидать, что частота ГАМ соответствует теоретической формуле для токамаков с большим аспектным отношением R/a и с круглыми магнитными поверхностями (такое предположение справедливо для токамака ТУМАН-3М) $f_{\text{ГАМ}} = C_s/2\pi R$ [6].

Здесь C_s – это ионная звуковая скорость, которая в некотором приближении равна: $C_s = [(T_e + 7/4 T_i)/M_i]^{0.5}$, где M_i масса иона, а ионная температура приблизительно равняется половине электронной $T_i \approx T_e/2$ для омической фазы разряда токамака ТУМАН-3М.

В этих экспериментах не было возможности измерить электронную температуры в центральных областях плазмы. Однако на периферии плазмы в области малых радиусов $r > 19$ см электронная температура измерялась с помощью электростатического зонда. На Рис.46. б представлены значения электронной температуры, полученные с помощью пересчета частоты ГАМ по теоретической формуле, написанной выше. В сравнении с данными ленгмюровского зонда таким образом восстановленная зависимость температуры от радиуса выглядит правдоподобно. Такое не прямое подтверждение теоретически предсказанной частоты ГАМ совместно с отсутствием колебаний на частоте ГАМ плотности плазмы в экваториальной плоскости свидетельствует о том, что наблюдаемые колебания представляют собой проявление ГАМ.

Также была проведена серия экспериментов с изменением парциального содержания дейтерия и водорода. Было найдено, что частота ГАМ увеличивалась при увеличении отношения водород/дейтерий. На Рис.47 представлен спектр колебаний доплеровского частотного сдвига, когда содержание дейтерия составляло порядка 10-15 % от содержания водорода. Частота ГАМ увеличилась в этом случае до 40 кГц по сравнению с чисто дейтериевой плазмой. Это значение оказалось ниже ожидаемой частоты для водородной плазмы.

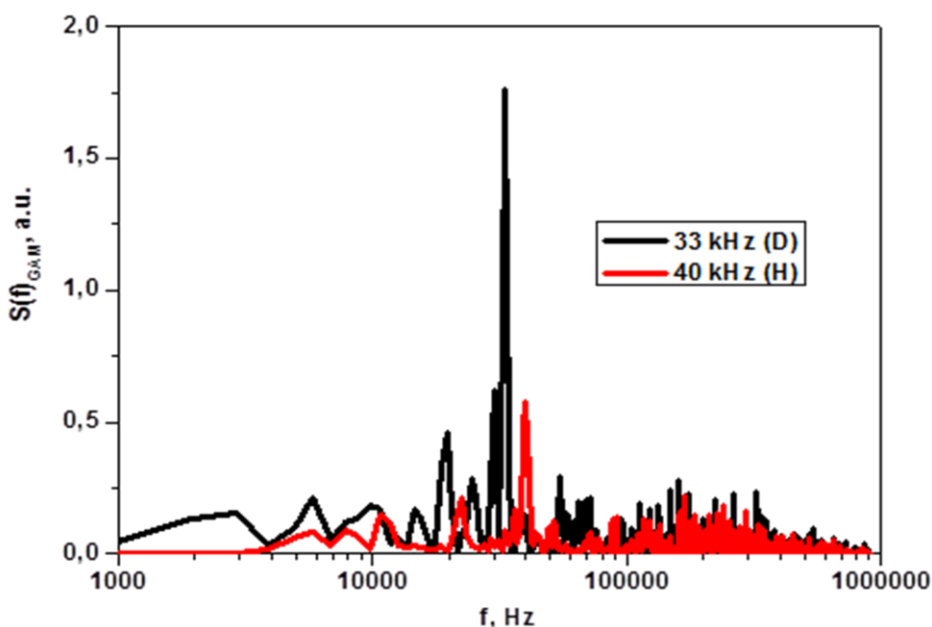


Рис.47. Спектр колебаний доплеровского сдвига частоты в дейтериевой (черная кривая) и водородной (красная кривая) плазме.

4.3. Области существования ГАМ. Отсутствие ГАМ в H-моде.

ГАМ наиболее явно наблюдались в разрядах с низкой плотностью и высоким запасом устойчивости q . Было обнаружено критическое значение средней плотности, выше которой ГАМ не наблюдались, как видно на Рис.48, изображающего зависимость положения отсечки зондирующего излучения от усредненной вдоль центральной хорды плотности плазмы. Все черные точки на Рис.48 отображают условия, в которых были

зарегистрированы ГАМ. Открытые кружки, соответственно, отображают условия без ГАМ. Пороговое значение плотности плазмы, как видно из графика, равняется $\langle n_c \rangle = 1.4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Наличие такого порогового значения также было обнаружено на токамаке ASDEX Upgrade (см. Главу 1). Природу этого порога сложно понять, так как по оценкам область локализации ГАМ в нашем случае находится на границе между областью удержания «плато» и областью Пфирша-Шлютера (см. ниже), т.е. на той границе, где по теоретическим данным (см. Главу 1) зависимость затухания ГАМ от ион-ионной частоты столкновений меняется на противоположную. В области Пфирша Шлютера затухание обратно пропорционально ион-ионной частоте столкновений, т.е. обратно пропорционально плотности плазмы (см. Главу 1). Однако, рост плотности плазмы может одновременно расти и ионная

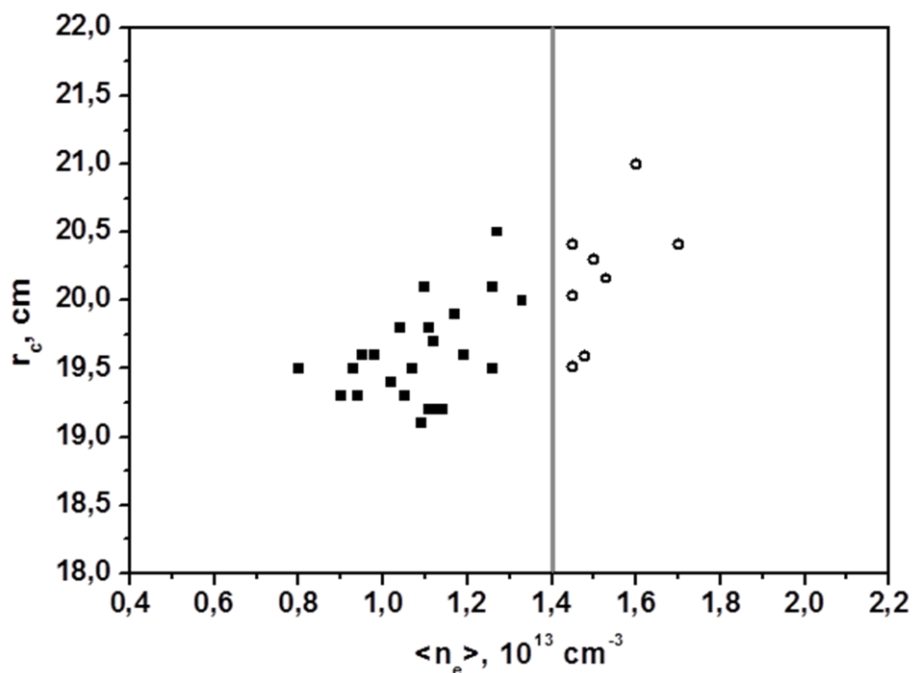


Рис. 48. Значения радиусов положения отсечек в L-моду, как функции среднечордовой плотности для различных разрядов. (■ - при наличии ГАМ ○ - без ГАМ) $q = 3.6$

температура, что может приводить к уменьшению ион-ионной частоты и увеличению затухания. С ростом плотности может также уменьшаться уровень периферийной дрейфовой турбулентности, которая определяет

условия для возникновения ГАМ. В нашем случае изменение ионной температуры и уровня турбулентности в разрядах с разной частотой зондирования не контролировался. Поэтому явное существование по плотности можно сейчас отнести к некоторому феноменологическому факту.

Большинство экспериментов были проведены при коэффициенте запаса устойчивости равном $q = 3.6$ (цилиндрическое) вблизи последней замкнутой магнитной поверхности. В экспериментах при наименьшем из возможных коэффициентов запаса устойчивости $q = 2.6$ ГАМ не наблюдались, что можно отнести к бесстолкновительному затуханию Ландау (см. Главу 1).

Было отмечено, что ГАМ пропадают при сильно развитой МГД активности. На Рис. 49 представлены два разряда с одинаковыми плазменным током, плотностью и интенсивностью излучения на линии Da., однако, отличающиеся уровнем развития МГД неустойчивости. В разряде с развитой МГД активностью ГАМ не наблюдались, в то время как при низком уровне МГД возмущений на том же радиусе акустическая геодезическая мода была обнаружена. Подобная картина повторялась во всех экспериментах по регистрации ГАМ, что говорит о том, что МГД

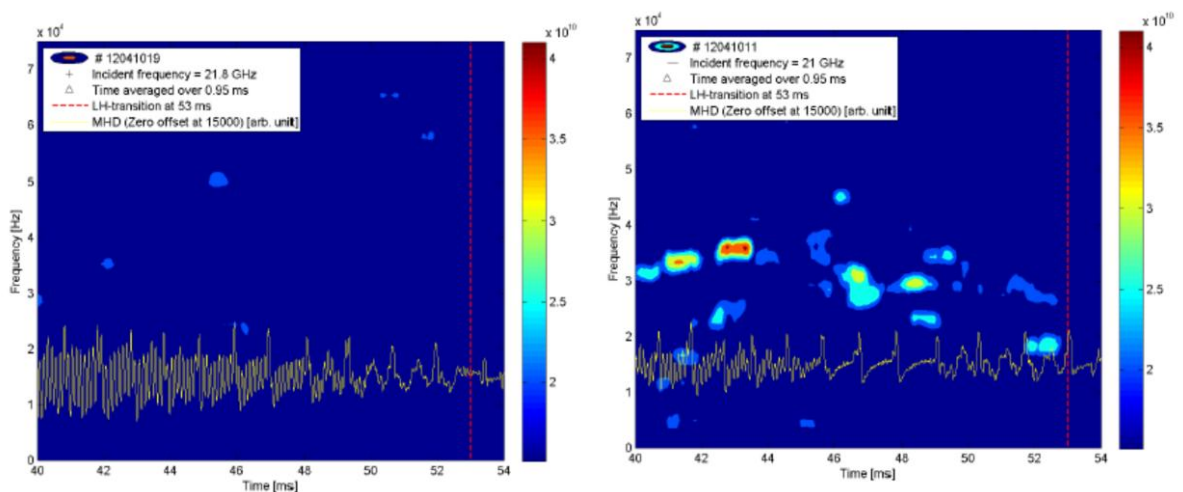


Рис.49. Спектрограммы доплеровского сдвига, полученные при различных уровнях МГД колебаний. Коричневые кривые - сигналы магнитного зонда.

возмущения препятствует развитию акустической геодезической моды. Это наблюдение было описано ранее в [20]. Эксперименты, проводившиеся на токамаке ТУМАН-3М, показывают, что результатом развития МГД колебаний вблизи плазменной периферии может стать возникновение сильного возмущения потенциала, приводящего к обращению радиального электрического поля [60, 61]. Понятно, что ГАМ не может возникать в условиях сильно разрушенных магнитных поверхностей вблизи периферии плазмы. Подобный эффект подавления ГАМ наблюдался на токамаке MAST во время резонансных возмущений магнитного поля [26] и токамаке TEXTOR с эргодическим дивертором [62].

Как видно на Рис.44 а, ГАМ пропадают после L-H перехода. Исчезновение ГАМ обычно происходит в интервале одной миллисекунд после перехода. Такое исчезновение ГАМ в спектрах колебаний скорости могло происходить по нескольким причинам. Можно предположить, что это происходит из-за смещения положения отсечки зондирующего излучения при переходе в H-моду из области возникновения ГАМ в более периферийную область, либо из-за того, что ГАМ не могут развиваться в условиях H-режима. Чтобы ответить на этот вопрос, была проведена серия экспериментов с зондированием плазмы излучением различных частот, т.е. с различным положением отсечки. Анализ спектрограмм, полученных в идентичных разрядах, показал, что в H-режиме во всех доступных для доплеровской рефлектометрии областях (радиус отсечки от 18 до 21 см) ГАМ не развивались. Исчезновение ГАМ после L-H перехода ранее наблюдалось также на токамаке ТУМАН-3М и с использованием диагностического пучка тяжелых ионов, измеряющего колебания потенциала плазмы, которые не сильно зависят от изменения плотности плазмы [20]. Факт отсутствия ГАМ в H-моду отмечался также во многих экспериментах на токамаках [2].

4.4. Определение локализации ГАМ с использованием двух частотного доплеровского рефлектометра.

Использование двухчастотного доплеровского рефлектометра

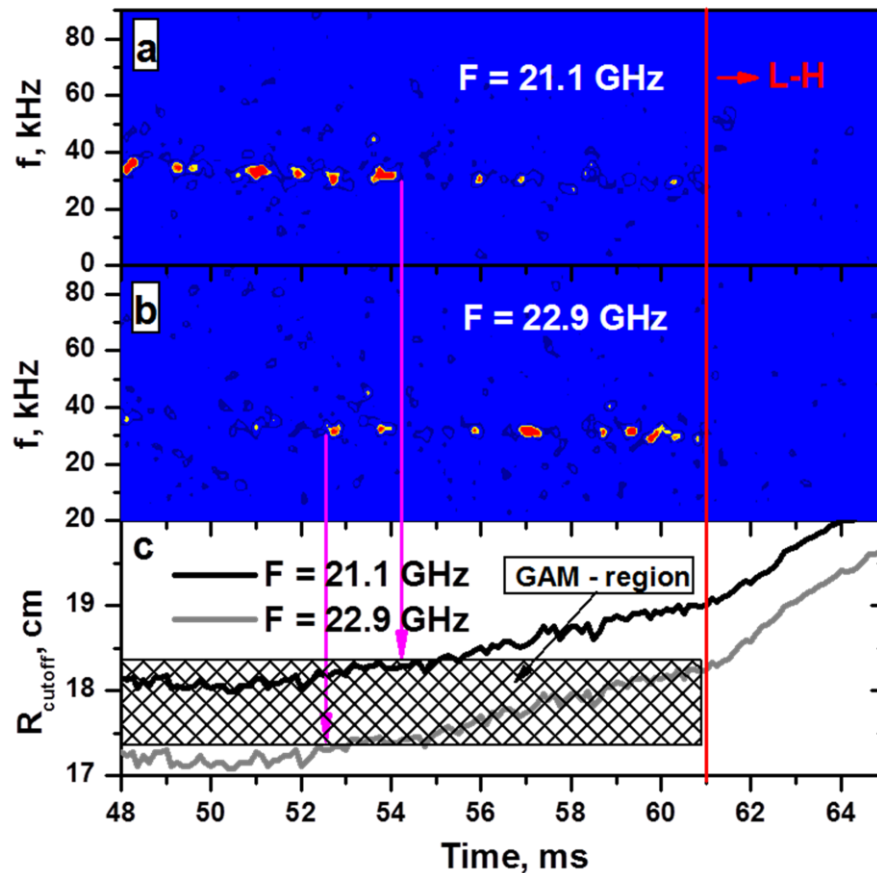


Рис. 50. (a) и (b) спектрограммы доплеровского частотного сдвига для двух каналов рефлектометра с частотами зондирования 21.1 ГГц и 22.9 ГГц, соответственно, (c) временная зависимость радиуса отсечки зондирующего излучения для двух частот зондирования.

позволяет оценить локализацию ГАМ. Две спектрограммы доплеровского сдвига, полученные одновременно в разряде с плавно изменяющейся плотностью плазмы, представлены на Рис.50 а, б. Рассчитанные соответствующие положения отсечки для каждого из каналов рефлектометра представлены на Рис.50 с. ГАМ в основном видны на низкочастотном канале до момента времени 54 мс. Также ГАМ наблюдались на высокочастотном канале с 52.5 мс. Можно предположить, что такое временное поведение всплеск ГАМ на спектрограммах связано с их локализацией по радиусу

вблизи $r = 18$ см. Оценка области локализации ГАМ показана на Рис.50 в виде заштрихованной области. Помимо подобных зависимостей, получаемых в одном разряде для более подробного определения радиальной локализации

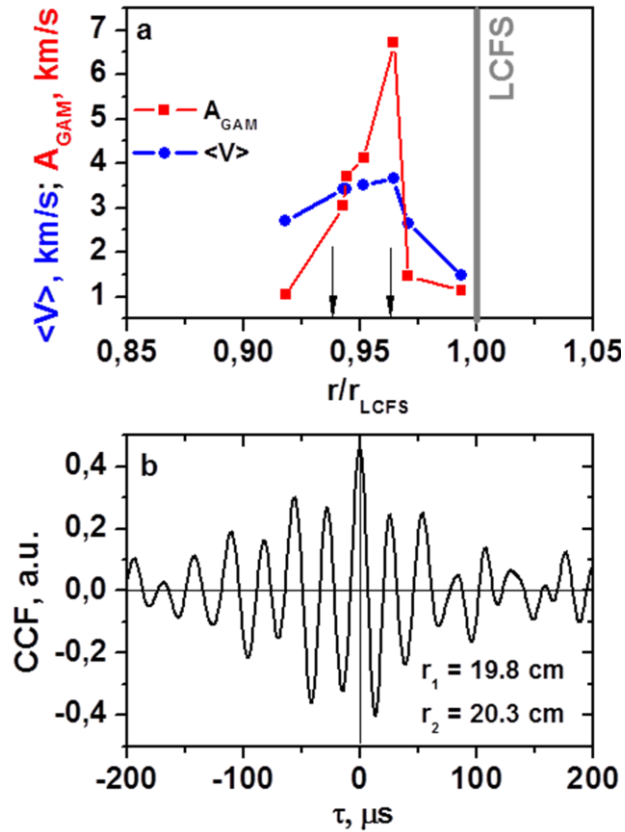


Рис.51. (а) Радиальный профиль амплитуды ГАМ A_{GAM} и средней перпендикулярной скорости $\langle V \rangle$, $\rho=r/a$, (b) взаимная корреляционная функция колебаний ГАМ для двух радиальных положений, отмеченных стрелками: $\rho_1 = 0.932$, $\rho_2 = 0.962$. $n = 1.2 \cdot 10^{19}$ м⁻³ Выбранная частота ГАМ около 32.5 кГц.

ГАМ была проведена серия экспериментов с одинаковыми плазменными параметрами, в которых изменялись частоты зондирования от выстрела к выстрелу. Измерялась амплитуда колебаний перпендикулярной скорости на фиксированной частоте ГАМ. На Рис.51 а представлен полученный таким образом профиль амплитуды колебаний ГАМ на частоте порядка 32 кГц. ГАМ на выделенной частоте наблюдалась в узкой области вблизи нормализованного малого радиуса $r/r_{LCFS} = 0.97$. Интенсивность ГАМ

снаружи этой области резко уменьшалась до уровня фоновых флуктуаций, формируя таким образом узкую область локализации с размером порядка 1 см. Следует отметить, что диапазон радиусов, в которых наблюдались ГАМ на частоте 32 кГц $0.95 < \rho < 0.985$ ($\rho=r/a$) очень близок к локализации ГАМ, наблюдаемому на токамаке ASDEX-Upgrade. Видно, что максимум амплитуды ГАМ в два раза превышает среднюю скорость. Соответствующая амплитуда колебаний радиального электрического поля ГАМ достигала значений до 3 кВ/м. Ширина радиального профиля амплитуды ГАМ с фиксированной частотой можно сравнить с характерной длиной волны собственной моды ГАМ $\lambda = (\rho_i)^{2/3}(L_T)^{1/3}$, которая предсказывается теорией (см. Главу 1). Ионный ларморовский радиус ρ_i порядка 0.13 мм, характерный масштаб изменения ионной температуры порядка L_T 3.3 см, что дает $\lambda = 0.38$ см. Это значение является очень близким к полуширине радиального профиля ГАМ.

Положение ГАМ по радиусу и ширина их области локализации оказались зависимыми от плотности плазмы. Уменьшение средней плотности плазмы приводило к смещению положения области локализации ГАМ внутрь плазмы и радиальному уширению этой области. Локализация ГАМ вблизи ПЗМП может являться результатом увеличения уровня плазменной турбулентности в градиентной зоне и сильной зависимости затухания Ландау от коэффициента запаса устойчивости q . С другой стороны ГАМ не могут возникать в области с разомкнутыми магнитными силовыми линиями. Измерения, проведенные с помощью электростатического зонда, косвенно подтверждают узкую локализацию ГАМ. В таких экспериментах использовался электростатический зонд с двумя электродами, способный одновременно детектировать колебания плазменного потенциала и радиального электрического поля вблизи экваториальной плоскости. Колебания радиального электрического поля на частоте ГАМ были обнаружены только для положений зонда с относительными малыми

радиусами $\rho > 0.92$, что соответствует данным доплеровской рефлектометрии.²

Двухчастотный доплеровский рефлектометр был использован также для изучения фазовых соотношений между колебаниями ГАМ, регистрируемых одновременно при двух различных радиусах отсечки. Типичная взаимно-корреляционная функция показана на Рис.51 б. Она была получена, когда колебания ГАМ на одной и той же частоте были зафиксированы одновременно двумя каналами доплеровского рефлектометра. На Рис.51 б явный максимум виден при $\tau = 0$ мс, что означает нулевую фазовую задержку между колебаниями ГАМ на разных радиусах. Отсутствие фазового сдвига свидетельствует, о том, возмущение радиального поля ГАМ не представляло собой бегущую волну. Однополярное распределение ГАМ в виде стоячей волны может объяснить возможность регистрации ГАМ в спектре колебаний потенциала в центральной области плазмы, которая была обнаружена ранее в экспериментах с использованием диагностического пучка тяжелых ионов на токамаке ТУМАН-3М [20].

4.5. Связь ГАМ с низкочастотными колебаниями шира скорости вращения

При исследовании прерывистого характера ГАМ на токамаке ТУМАН-3М было выявлено два характерных временных масштаба во временной эволюции амплитуды ГАМ. Колебания ГАМ появляются в виде квази-когерентных вспышек с характерной длительностью около 0.2-0.4 мс. Средняя амплитуда этих вспышек изменялась с другим характерным временным масштабом около 5 мс.

Для определения возможных причин возникновения явления перемежаемости ГАМ было исследовано взаимодействие между низкочастотным широм скорости вращения ω_E , уровнем фоновых

² Данные зондовых измерений предоставлены группой Л.Г. Аскинази

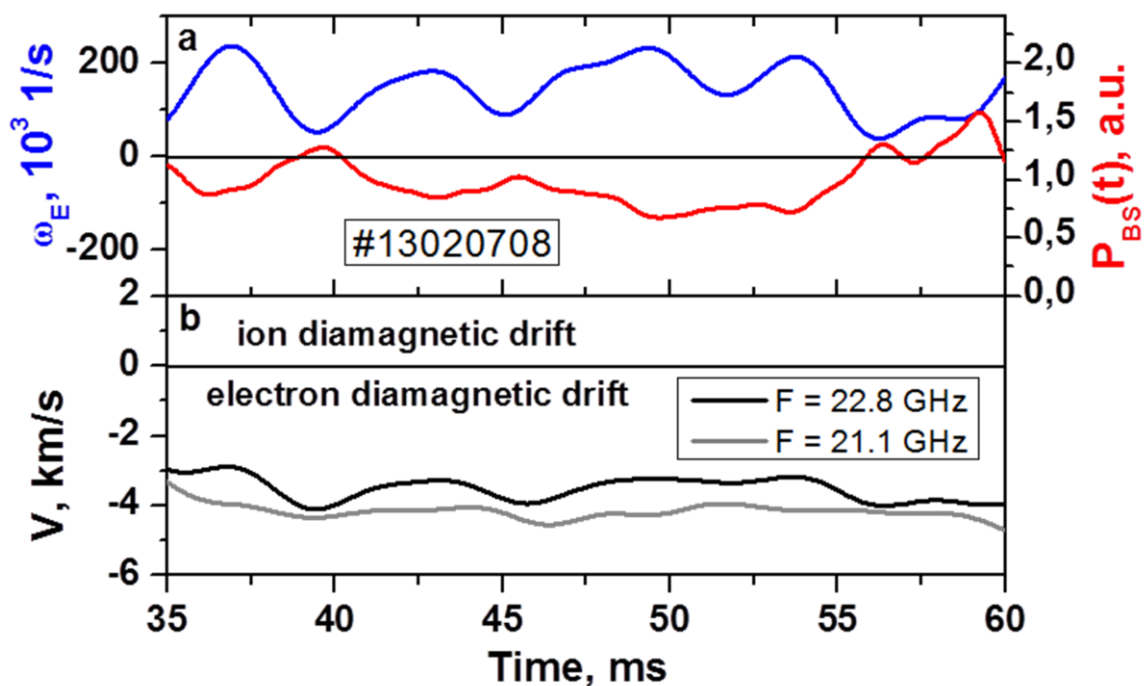


Рис.52. (а) Временная эволюция шири перпендикулярной скорости ω_E и мощность обратно рассеянного сигнала P_{BS} , (б) скорость вращения плазмы для двух частотных каналов.

флуктуаций плотности плазмы P_{BS} и интенсивностью ГАМ P_{GAM} . Временная эволюция полоидальной скорости, сглаженной окном 2 мс (существенно большим периода ГАМ), показана на Рис.52 б для двух различных положений отсечки. Соответствующий сглаженный временным окном 2 мс шир скорости вращения, определяемый как $\omega_E = (V_{\perp 1} - V_{\perp 2}) / (r_{cutoff1} - r_{cutoff2})$, показан на Рис.52 а. Шир колеблется с характерным периодом около 5 мс. Низкочастотные колебания шири скорости вращения ω_E могли возникать либо из-за изменения во времени средней скорости вращения, вызванного изменением градиента ионного давления [63] или из-за зональных потоков. В настоящее время мы не можем различить эти два механизма из-за отсутствия измерений периферийного градиента ионного давления и напряжений Рейнольдса. Однако, вне зависимости от природы наблюдаемых низкочастотных колебаний скорости, $E \times B$ шир может вызывать подавление турбулентности [64]. Такое подавление проявлялось в проведенных экспериментах в виде анти-корреляции между мощностью обратно

рассеянного сигнала P_{bs} и широм скорости ω_E , что хорошо видно на Рис.52 а. Представленная на этом рисунке спектральная плотность отраженного сигнала, которая пропорциональна уровню турбулентности, получена путем интегрирования мощности спектра комплексного IQ сигнала в полосе частот ± 100 кГц относительно доплеровского сдвига частоты. Оценка спектра мощности в полосе проводилась следующим образом. В выбранном временном окне определялась оценка спектра, и определялся доплеровский сдвиг по положению «центра тяжести», потом спектр смещался на этот доплеровский сдвиг, и после этого оценивалась спектральная мощность в полосе ± 100 кГц. В указанной полосе частот были сосредоточены основные спектральные компоненты спектра мощности обратно рассеянного излучения. Увеличение полосы не приводило к существенному изменению временных зависимостей P_{bs} . Оба сигнала представленные на Рис.52 а сглажены временным окном 2 мс. Период колебаний шира скорости составляет около 5 мс, что значительно превышает типичный период колебаний шира скорости (0.2-0.4 мс), которые наблюдались в ряде экспериментов в течение режима LCO [40, 58]. Можно отметить, что подобные низкочастотные модуляции шира скорости и соответствующего уровня турбулентности ранее наблюдались в токамаке ASDEX-Upgrade в L-режиме [43].

Было установлено, что наблюдаемые низкочастотные колебания сигнала обратного рассеяния коррелируют с эволюцией интенсивности ГАМ. На Рис.53 а изменяющийся во времени уровень турбулентности, сглаженный в окне 2 мс сравнивается с временной зависимостью амплитуды вспышек ГАМ, сглаженной в том же окне. Здесь уровень турбулентности определяется снова как спектральная плотность отраженного сигнала, в полосе частот ± 100 кГц относительно доплеровской частоты. Амплитуда огибающей вспышек ГАМ была оценена как спектральная плотность перпендикулярной скорости в полосе частот 25-40 кГц в окрестности частоты ГАМ. Видно, что на временах более 5 мс изменение интенсивности ГАМ P_{GAM} следовало

интенсивности обратно рассеянного излучения P_{bs} . Таких вариаций интенсивности ГАМ следует ожидать, если возбуждение ГАМ определяется напряжениями Рейнольдса, связанными с флуктуациями плотности плазмы [1]. Поэтому, в нашем случае, можно сделать вывод, что амплитуда ГАМ контролируется медленной эволюцией уровня плазменной турбулентности, которая в свою очередь определяется низкочастотным изменением среднего шира скорости. Предположение о том, что эволюция амплитуды ГАМ определяется низкочастотными зональными потоками, высказывались ранее [5, 34], однако, тот факт, что это влияние происходит посредством развития или затухания турбулентных флуктуаций, ранее не сообщался.

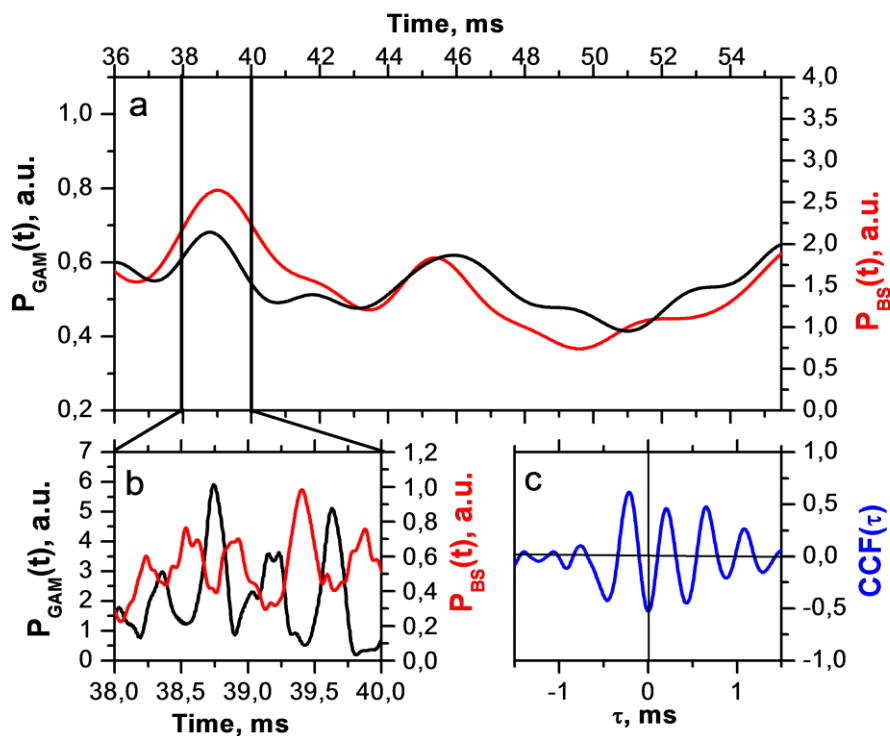


Рис. 53. Временная эволюция интенсивности ГАМ P_{GAM} и мощность обратно рассеянного сигнала P_{BS} , сглаженные временным окном (а) 2 мс и (б) 0.2 мс, (с) взаимная корреляционная функция сигналов P_{GAM} и P_{BS} , сглаженных окном 0.2 мс

Однако, более детальное исследование сигналов с усреднением в течение коротких временных отрезков до 0,2 мс (типичное значение длительности всплесков ГАМ) показывает, что модуляция огибающей ГАМ и изменение уровня турбулентности носят противоположный характер (см. Рис.53 б). Другими словами, фазовый сдвиг между квази-периодическими вариациями огибающей амплитуды ГАМ и модуляциями уровня

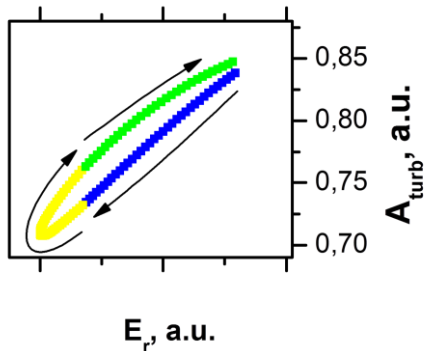


Рис.54. Диаграмма Лиссажу

турбулентности был близок к π .

Соответствующие кросс-корреляционные функции на Рис.53 с подтверждает это фазовое соотношение. Таким образом, на больших временных масштабах временное поведение уровня турбулентности и амплитуды всплесков ГАМ примерно одинаково, а противоположное изменение четко прослеживается на более коротких

масштабах времени, равных длительности всплесков ГАМ. Можно проследить, что увеличение огибающей амплитуды ГАМ P_{GAM} начинается в максимуме интенсивности обратного рассеянного сигнала P_{bs} . Потом эта интенсивность начинает спадать, и минимум P_{bs} возникает при максимуме P_{GAM} . Спад P_{GAM} приводит к началу спада амплитуды ГАМ, и далее картина повторяется. Такая взаимная эволюция наблюдалась на других установках, когда исследовалось временное поведение не огибающей амплитуды ГАМ, а скорости или шири зонального потока (см. Главу 1). На токамаке HL-2A [57] и стеллараторе TJ-II [58] наблюдалась качественно такая же взаимосвязь между скоростью зональных потоков и уровнем турбулентных флуктуаций плотности при фазовом сдвиге между колебаниями меньшем π . На токамаке DIII-D режиме LCO удалось проследить изменение фазы между колебаниями шири скорости в зональных потоках и уровнем турбулентных флуктуаций плотности [40]. При приближении к L-H переходу разность фаз увеличивалась, приближаясь к π . В нашем случае фигуры Лиссажу,

построенные по данным об эволюции огибающих ГАМ и уровня турбулентности в узких временных интервалах (см. Рис.54) выявляли отличие фазового сдвига от π . На представленном рисунке (Рис. 54), направление вращения по фазовой петле соответствует направлению вращения, которое наблюдалось на токамаке HL-2A при исследовании зональных потоков в период, предшествующий переходу в H-моду [57]. В целом можно сказать, что обнаруженные фазовые соотношения между колебаниями огибающей ГАМ и колебаниями уровня турбулентности с характерным периодом 0.3 – 0.4 мс (см. Рис.53 б) очень близки к соотношениям, наблюдаемым в режиме LCO [41]. Таким образом, наши наблюдения свидетельствуют о наличии некой разновидности LCO.

4.6. Результаты бикогерентного анализа данных доплеровского рефлектометра.

Как и на токамаке Глобус-М, для выявления нелинейного трех-волнового взаимодействия между ГАМ и плазменной турбулентностью использовался аппарат бикогерентного анализа. Были проведены вычисления автобикогерентности, когда в качестве функций $Y_i(t)$, $Y_j(t)$ и $Y_k(t)$ была использована временная зависимость $E \times V$ скорости (см. (2.19)). В качестве временной зависимости скорости использовалась производная фазы комплексного сигнала IQ детектора. Временные окна для фурье-анализа колебаний $E \times V$ скорости были выбраны 128 мкс для удовлетворения требованиям на частотное разрешение спектра доплеровского частотного сдвига на частоте ГАМ порядка 30 кГц. Спектры считались в последовательных окнах, которые смещались друг относительно друга на временной интервал 128 мкс. Усредненная бикогерентность была рассчитана в квази-стационарной фазе от 35 до 62 мс разряда #13020708. Число усреднений, таким образом, составляло $N = 210$, а уровень статистической значимости был равен 0.005.

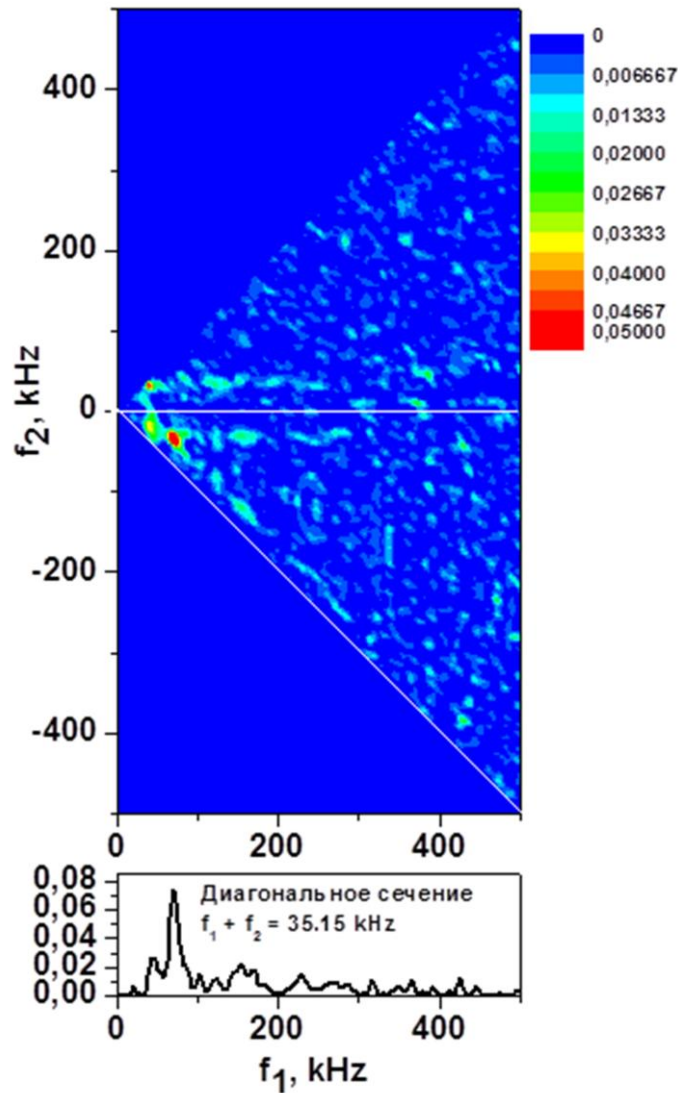


Рис. 55. Автобикогерентность $b^2(f_1, f_2)$ сигналов колебаний доплеровского частотного сдвига $Y_{E \times B}(t)$. #13020708

Двумерная функция $b^2(f_1, f_2)$ (см. (2.19)) представлена на Рис.55. Видно, что в частотных областях в окрестности $f_1 + f_2 = f_{GAM} = 35.15$ кГц и $f_2 = \pm f_{GAM}$ наблюдается подъем функции бикогерентности. На Рис. 55 в приведено сечение функции бикогерентности $b^2(f_1, f_2)$ при частоте $f_2 = 35.15$ кГц, которое показывает какие спектральные составляющие скорости $E \times B$ дрейфа дают вклад в бикогерентность.

Спектральные пики на частоте ГАМ видны на суммарной или одномерной бикогерентности $b_{\Sigma 3}^2(f_3)$ (см. (2.20)), которая является мерой взаимодействия выделенной гармоники на частоте f_3 со всеми другими

спектральными компонентами. Соответствующая зависимость $b_{\Sigma 3}^2(f_3)$ представлена на Рис.56, на котором показан также уровень статистической значимости, равный 0.005. Как и в случае токамака Глобус-М значения автобикогерентности, превышающие уровень статистической значимости, видимо, являются свидетельством фазовой связи между высокочастотными гармониками E_{xV} скорости, разность частот которых равна частоте ГАМ.

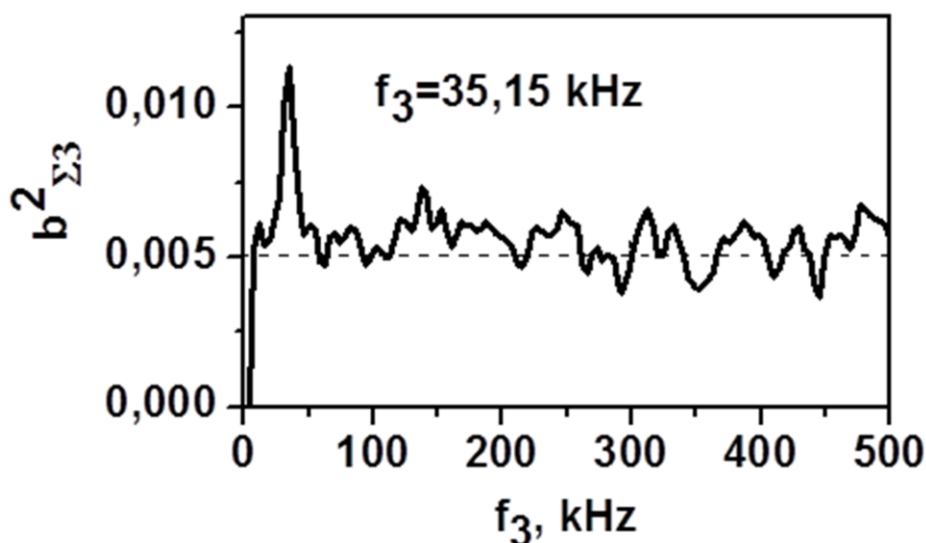


Рис. 56. Суммарная бикогерентность $b_{\Sigma 3}^2(f_3)$

4.7 Сравнение результатов исследования ГАМ на токамаках Глобус-М и ТУМАН-3М

В заключении можно обобщить и сравнить полученные на двух токамаках результаты исследования ГАМ. На обоих токамаках ГАМ была зарегистрирована на периферии разряда внутри последней замкнутой поверхности; ГАМ не наблюдалась в SOL. Амплитуда колебания скорости вращения на частоте ГАМ спадала с уменьшением радиуса и не наблюдалась на расстоянии большем 4 см от сепаратрисы на токамаке Глобус-М и на расстоянии 3 см от последней замкнутой поверхности в токамаке ТУМАН-3М. Ширина профиля интенсивности ГАМ была в обоих токамаках близка к масштабу собственной функции ГАМ, предсказанной теорией. С другой

стороны, спад амплитуды ГАМ мог быть связан с ростом увеличением декремента бесстолкновительного затухания, связанного с уменьшением запаса устойчивости при вероятном спаде широкополосных турбулентных флуктуаций скорости, которые ответственны за развитие ГАМ. Локализация на периферии разряда наблюдалась ранее на токамаках ASDEX-Upgrade, Tore Supra, DIII-D. Напротив ГАМ регистрировались в более глубоких областях на токамаках T-10, JIPPT-III, ФТ-2. Нельзя исключать существование ГАМ и при меньших значениях малого радиуса в токамаках, в которых проведено настоящее исследование, однако, для этого требуется использовать доплеровские рефлектометры с более высокой частотой зондирования.

На обоих токамаках амплитуда скорости на частоте ГАМ была значительна и даже превосходила значения средних скоростей. Однако не были зарегистрированы случаи, в которых можно было бы утверждать, что переход в H-моду вызывается непосредственно возникновением и развитием ГАМ. Переходы, вызываемые низкочастотными зональными потоками, отмечались в ряде экспериментов на токамаке EAST. Можно полагать, что переходы в H-моду инициировался в нашем случае иными воздействиями. Выяснение роли ГАМ в этом процессе требует проведения дополнительных исследований. Определенно можно сказать, что при возникновении периферийного транспортного барьера в обоих токамаках ГАМ исчезала.

Изменение амплитуды ГАМ в течение разряда, или перемежаемость, также носило одинаковый характер в двух токамаках. Отмечалось два характерных масштаба, больший из которых был сравним со временами удержания плазмы, а малый временной интервал был близок к периоду изменения зональных потоков в режиме LCO [Schmitz]. В токамаке ТУМАН-3М оказалось возможным определить связь изменений амплитуды ГАМ с низкочастотными изменениями ширя скорости полоидального вращения. Эта связь может быть объяснена при учете низкочастотных изменений уровня фоновой турбулентности. Методом биспектрального анализа на обоих токамаках были получены данные, свидетельствующие, видимо, о наличии

фазовой связи, существующей между колебаниями $E \times V$ скорости на частоте ГАМ и широкополосными турбулентными колебаниями скорости.

Имелись и предсказуемые в теории отличия в параметрических зависимостях частоты ГАМ. Установлено, что частот ГАМ на сферическом токамаке зависит от аспектного отношения и геометрической формы сепаратрисы.

На токамаке ТУМАН-3М ГАМ не развивались при возникновении МГД активности в разряде. На токамаке Глобус-М такого влияния низкочастотных МГД возмущений на ГАМ не наблюдалось, возможно из-за того, что тиринг-мода в токамаке Глобус-М развивается на меньших радиусах и не затрагивает периферийную область локализации ГАМ.

На токамаке ТУМАН-3М не были зарегистрированы колебания магнитного поля на частоте ГАМ, хотя на токамаке Т-10 с круглым сечением и лиметерной геометрией разряда такие колебания наблюдаются [Т-10]. Возможно это связано с так называемым анти-баллонным эффектом, когда магнитные колебания имеют очень малую амплитуду со стороны слабого магнитного поля. К сожалению, только на этой стороне находились магнитные зонды, обеспечивающие регистрацию колебаний на частоте ГАМ.

На токамаке Глобус-М были обнаружены колебания интенсивности излучения на линии D_α на частоте ГАМ. Ранее на ряде токамаков колебания излучения на линии D_α наблюдались на низких частотах, отвечающих изменениям зональных потоков. Колебания на частотах ГАМ на линии излучения D_α не регистрировалось и на токамаке ТУМАН-3М. При узкой области локализации ГАМ, колебания излучения на линии D_α , видимо могут быть обнаружены, если область локализации ГАМ совпадает с максимумом светимости излучения, которая зависит от плотности нейтрального водорода и плотности плазмы. Например, может оказаться так, что максимум светимости смещен в SOL, где ГАМ не развивается. По крайней мере, надо полагать, что полученные в данной работе результаты будут стимулировать исследования излучения D_α при возникновении ГАМ.

4.8. Выводы к Главе 4

ГАМ была обнаружена на токамаке ТУМАН-3М с лимитерной конфигурацией. Как и в токамаке Глобус-М эта мода непосредственно не приводила к переходу в Н-режим.

Было показано, что колебания ГАМ отсутствуют в сигналах рефлектометра и токах насыщения электростатического зонда, расположенных в экваториальной плоскости камеры токамака ТУМАН-3М.

Изучены области существования ГАМ по плотности и запасу устойчивости. Определена роль МГД в развитии ГАМ на токамаке ТУМАН-3М.

Измерена локализация ГАМ. Показано, что, как и в токамаке Глобус-М, ГАМ развивается только в узкой радиальной области, которая по ширине соответствует собственной моде ГАМ.

Определена взаимосвязь между низкочастотным изменением ширины скорости вращения плазмы и временной зависимостью интенсивности ГАМ. Установлено, что этот шир контролирует усреднённый уровень турбулентности, а амплитуда ГАМ синфазна с уровнем турбулентности на временах изменения ширины скорости.

Установлено, что на масштабах длительности всплесков ГАМ наблюдается антикорреляция с уровнем флуктуаций плотности, что качественно соответствует модели «хищник-жертва».

Посредством биспектрального анализа определено наличие нелинейного взаимодействия ГАМ и турбулентных флуктуаций скорости вращения плазмы.

Проведено сравнение результатов исследования ГАМ на токамаках Глобус-М и ТУМАН-3М.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты работы сводятся к следующим:

Разработана диагностика ГАМ на токамаке ТУМАН-3М методом доплеровского обратного рассеяния, ориентированная на исследование шири скорости вращения. Создана адекватная схема доплеровского двухчастотного рефлектометра. Определена оптимальная с точки зрения пространственного разрешения и разрешения по волновым числам анализируемых флуктуаций геометрия рупорно-параболических антенн.

Проведен расчет углов ориентации антенн в методе доплеровского обратного рассеяния для реальной трехмерной геометрии сферического токамака. На основе проведенных расчетов выбрана геометрия ввода пучка СВЧ излучения в камеру токамака Глобус-М.

Разработан комплексный подход в исследовании ГАМ на токамаке Глобус-М, основанный на одновременном использовании диагностик ДОР, излучения на линии $D\alpha$, электростатических и магнитных зондов. Обосновано использование сигналов интенсивности излучения на линии $D\alpha$ для регистрации колебаний плотности.

Обнаружены ГАМ на сферическом токамаке Глобус-М в спектрах сигналов всех использованных диагностик. Проведено сопоставление экспериментально определенной частоты ГАМ с теоретическими оценками с учетом аспектного отношения и вытянутости. Определено влияние изотопного состава плазмы на наблюдаемую частоту ГАМ. Установлено, что перемежаемость ГАМ одинаковым образом проявляется для сигналов всех диагностик.

Определен модовый состав для колебаний плотности ($n = 0$ и $m = 0$) и магнитного поля ($m = 2$), связанных с ГАМ.

Методом доплеровской рефлектометрии обнаружены ГАМ на токамаке ТУМАН-3М. Отмечено отсутствие таких колебаний в сигналах рефлектометра и токах насыщения электростатического зонда,

расположенных в экваториальной плоскости камеры токамака. Определены области существования ГАМ по плотности плазмы и коэффициенту запаса устойчивости. Определена роль МГД возмущений в развитии ГАМ.

Определена периферийная локализация ГАМ на токамаках Глобус-М и ТУМАН-3М, трактуемая как собственная мода. Разные ширины областей локализации на этих токамаках находятся в соответствии с теоретически предсказанным размером собственной моды ГАМ.

Определена взаимосвязь между низкочастотными колебаниями ширины скорости и интенсивностью ГАМ. Установлено, что этот шир контролирует усреднённую амплитуду турбулентности, а амплитуда ГАМ на временах порядка 5 мс синфазна с уровнем турбулентности.

Установлено, что на масштабах длительности вспышек ГАМ наблюдается антикорреляция интенсивности ГАМ с амплитудой флуктуаций плотности, что качественно соответствует модели «хищник-жертва».

Посредством вычисления автобинокоррентности показано наличие фазовой связи между колебаниями $E \times B$ скорости на частоте ГАМ с турбулентными колебаниями скорости в ограниченной полосе частот.

Проведено сравнение свойств ГАМ на токамаках Глобус-М и ТУМАН-3М. Обнаружены общие для двух токамаков свойства ГАМ, такие как перемежаемость, отсутствие непосредственного влияния на переход в H-режим, периферийная область локализации. Отличия в свойствах ГАМ проявляются в значении частоты ГАМ, а также в отсутствии колебаний в сигналах интенсивности излучения на линии $D\alpha$ и магнитных зондов.

ПОЛОЖЕНИЯ, ВЫНОСИМЫЕ НА ЗАЩИТУ

1. Комплексное исследование ГАМ на сферическом токамаке Глобус-М с одновременным использованием доплеровского обратного рассеяния, электростатических и магнитных зондов и регистрации излучения на линии D_{α} .
2. Измерение локализации ГАМ на токамаках Глобус-М и ТУМАН-3М.
3. Восстановление модового состава радиального электрического поля, плотности и магнитного поля ГАМ на токамаке Глобус-М.
4. Определение взаимосвязи между низкочастотным широм скорости вращения, уровнем турбулентности и амплитудой ГАМ на токамаке ТУМАН-3М.
5. Сравнение свойств ГАМ в токамаках различной геометрии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.

1. Diamond P. H., et. al., Plasma Phys. Control. Fusion 47 (2005) R35–R161
2. Fujisawa A., Nucl. Fusion 49 (2009) 013001
3. Kim E. and Diamond P. H., Phys. Rev. Letters 90 (2003) 185006
4. Miki K., et al., Physics of Plasma 19 (2012) 092306
5. Melnikov A. V., et al., Plasma Phys. Control. Fusion 48 (2006) S87–S110
6. Winsor N., Johnson J. L. and Dawson J. M., Phys. Fluids 11 (1968) 2448
7. Zonca, F., Chen, L., EPL 83 (2008) 35001
8. Hallatschek K. and Biskamp D., Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 1223
9. Itoh S.-I., Plasma Phys. Control. Fusion 47 (2005) 451
10. Krämer-Flecken A., et. al., Physical Review Letters 97 (2006) 045006
11. Zhe Gao, Physics of Plasmas 17 (2010) 092503
12. Itoh K., et al., Plasma and Fusion Research: Rapid Communications 1 (2006) 037
13. Wahlberg C., Plasma Phys. Control. Fusion 51 (2009) 085006
14. Zhe Gao, Physics of Plasmas 20 (2013) 032501
15. 1994 IEEE Trans. Plasma Sci. 22 (whole issue)
16. Donne A., Melnikov A. V. and Van Oost G., Czech. J. Phys. 52 (2002) 1077
17. Schoch P.M., et. al., Rev. Sci. Instrum. 74 (2003) 1846
18. Hamada Y., et. al., Nuclear Fusion 45 (2005) 81-88
19. Ido T., et al., Nucl. Fusion 46 (2006) 512–520
20. Askinazi L. G., et al., Technical Physics Letters 38 (2012) 268-271
21. McKee G. R., et al., Plasma Phys. Control. Fusion 48 (2006) S123–S136
22. Nagashima Y., et al., Plasma Phys. Control. Fusion 48 (2006) S1–S15
23. Yan L.W., et. al., Nuclear Fusion 47 (2007) 1673-1681
24. Silva C., Plasma Phys. Control. Fusion 51 (2009) 085009
25. Xu Y., et al., Plasma Phys. Control. Fusion 53 (2011) 095015
26. Robinson J. R., et al., Plasma Phys. Control. Fusion 54 (2012) 105007
27. Xu G.S., et al., Phys. Rev. Lett. 107 (2011) 125001
28. Kong D.F., et al., Nucl. Fusion 53 (2013) 113008

- 29.Silva C., et. al., Plasma Physics and Controlled Fusion 55 (2013) 025001
- 30.Wang G., et. al., Physics of Plasmas 20 (2013) 092501
- 31.De Meijere C.A., et al., Plasma Phys. Control. Fusion 56 (2014) 072001
- 32.Gurchenko A. D., et. al., Plasma Phys. Control. Fusion 55 (2013) 085017
- 33.Conway G.D., et al., Plasma Phys. Control. Fusion 46 (2004) 951–970
- 34.Conway G. D., et al., Plasma Phys. Control. Fusion 47 (2005) 1165–1185
- 35.Vermare L., et al., Nucl. Fusion 52 (2012) 063008
- 36.Conway G. D., et al., Plasma Phys. Control. Fusion 50 (2008) 085005
- 37.Y. Hamada, et. al. Nucl. Fusion 51 (2011) 033005
- 38.Melnikov A. V., et al., Nucl. Fusion 55 (2015) 063001
- 39.Miki K., et al., Physics of Plasma 19 (2012) 092306
- 40.Schmitz L., et al., Phys. Rev. Letters 108 (2012) 155002
- 41.Tynan G.R., et al., Nucl. Fusion 53 (2013) 073053
- 42.Hillesheim J. C., et al, Physics of Plasmas 19 (2012) 022301
- 43.Conway G. D., Angioni C., Ryter F., Sauter P., and Vicente J., Phys. Rev. Lett. 106 (2011) 065001
- 44.Diamond P. H., et al., Phys. Rev. Letters 84 (2000) 4842-4845
- 45.Holland C., et al., Plasma Phys. Control. Fusion 44 (2002) A453–A457
- 46.Itoh K., et al., Physics of Plasmas 12 (2005) 102301
- 47.Gurchenko A. D., et. al., EPL 110 (2015) 55001
- 48.V. V. Bulanin, et al, Plasma Physics Reports. 26 (2000) 813-819.
- 49.Conway G. D., Vayakis G. and Bartlett D. V., 3rd Intl. Reflectometer Workshop for Fusion Plasmas, Madrid, Informes Tecnicos Ciemat 838 (1997)
- 50.Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А., Основы электродинамики плазмы, изд. «Высшая школа», 1978
- 51.J.C. Hillesheim, et al, Nucl. Fusion 55 (2015) 073024
- 52.V. V. Bulanin, et al, Plasma Physics Reports. 32 (2006) 47-55.
- 53.M. I. Patrov et al, Plasma Physics Reports 33 (2007) 81-90
- 54.Senichenkov I.Yu., et al., 35th EPS Conf. on Plasma Physics (Hersonissos, Greece, 9–13 June 2008) vol 32D (ECA) P-2.046
- 55.Senichenkov I.Yu. et al 2013 40th EPS Conf. on Plasma Physics P1.105
- 56.Xu G.S., et. al., Nuclear Fusion 54 (2014) 013007
- 57.Cheng J., et. al., Physical Review Letters 110 (2013) 265002

58. Estrada T., et al., EPL 92 (2010) 35001
59. Vorobiev G.M., et al., Sov. J. Plasma Phys. 9 (1983) 65
60. Askinazi L. G., et al., Plasma Phys. Control. Fusion 48 (2006) A85
61. Askinazi L.G., et al., Plasma Phys. Control. Fusion 48 (2006) A101-A107
62. Kramer-Flecken A., et al., J. Plasma Fusion Res. SERIES 8 (2009) 44-49
63. Kobayashi T., et al., PRL 111 (2013) 035002
64. Biglari H., Diamond P. H., and Terry P. W., Phys. Fluids B 2 (1990) 1