

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
Отделение физики плазмы, атомной физики и астрофизики
Лаборатория Физики Высокотемпературной плазмы

Балаченков Иван Михайлович

**Исследование альфвеновских колебаний, возникающих в плазме
сферического токамака Глобус-М2**

Специальность 01.04.08 – физика плазмы

Научный доклад

Санкт-Петербург

2022

Научный руководитель: Петров Юрий Викторович, старший научный сотрудник лаборатории физики высокотемпературной плазмы ФТИ им. А.Ф. Иоффе, кандидат физико-математических наук

Рецензент: А. С. Тукачинский, старший научный сотрудник лаборатории физики высокотемпературной плазмы ФТИ им. А.Ф. Иоффе, кандидат физико-математических наук

Рецензент: А. Ю. Яшин, старший научный сотрудник Научно-исследовательской лаборатории управляемого термоядерного синтеза института физики, нанотехнологий и телекоммуникаций СПбПУ, кандидат физико-математических наук

1. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

1.1 Актуальность исследования

В настоящее время, когда наиболее остро стоит проблема истощения природных ресурсов, человечество ищет новые, альтернативные источники энергии на замену стремительно истощающему ископаемому топливу. Кроме того, неконтролируемое сжигание углеводородов является одной из причин так называемого парникового эффекта, когда за счет накопления парниковых газов происходит постепенное нагревание земной атмосферы, последствия чего можно наблюдать уже в настоящее время. Требуется создать одновременно более экологически чистый источник энергии, по сравнению с ископаемым топливом, и, одновременно, более безопасный в сравнении с традиционной атомной энергией. Одним из возможных путей решения проблемы «зеленой» энергетики является получение управляемой реакции термоядерного синтеза (УТС). Концепция УТС заключается в контролируемом получении избыточной энергии, выделяющейся за счет дефекта масс в реакциях термоядерного синтеза. Наименее энергозатратной, а значит и наиболее экономически выгодной для практической реализации является реакция синтеза ядер изотопов водорода – трития 3_1T и дейтерия 2_1D (DT-реакция), поскольку максимум ее сечения достигается при наименьшей температуре по сравнению с большинством других известных термоядерных реакций. Одним из возможных путей осуществления УТС является удержание плазмы магнитным полем, а наиболее распространенной конструкцией таких установок является токамак (Тороидальная камера с магнитными катушками). Плазма в токамаке удерживается в тороидальной камере суперпозицией магнитных полей катушек электромагнитной системы и электрического тока, протекающего по плазме. Задача УТС состоит в получении самоподдерживающейся термоядерной реакции. Это означает, что рождающиеся в результате актов реакции α – частицы должны приносить в плазму энергию, превышающую суммарные потери. Впервые, возможность

получения реакции термоядерного синтеза была продемонстрирована на токамаках TFTR[1] и JET[2]. А для целей демонстрации технической возможности реализации УТС квазинепрерывном режиме, совместными усилиями международного сообщества разрабатывается токамак ITER [3,4], открытие которого запланировано на 2025 [4] год, а также создание токамака-реактора DEMO [5].

Другой подход – создание гибридных источников энергии, работающих по схеме синтез-деление. В основе такой установки должен находиться источник первичных нейтронов для реакции деления (ТИН – Термоядерный Источник Нейтронов [6]), которым может являться токамак. В этом случае, однако, уже не требуется обеспечивать самоподдерживающуюся реакцию, так как положительный энергетический выход будет обеспечен за счет энергии, выделяющейся в результате реакции деления. Это обстоятельство существенно снижает требования к такой установке, а также ее стоимость. С другой стороны, такая установка должна быть компактной, и, при этом, обеспечивать достаточный выход нейтронов. Большинство существующих и ныне закрытых токамаков как правило обладали большим аспектным отношением $A = R/a > 3$ (R – большой радиус тора, a – малый радиус). Это дает возможность установить электромагнитную систему, обеспечивающую большие значения магнитного поля и тока. В свете развития концепции гибридных источников актуальными становятся разработки компактных установок. Обеспечить компактность при сохранении такого же объема плазмы можно за счет уменьшения аспектного отношения. Токамаки с малым аспектным отношением называют сферическими. В сферическом токамаке, однако, невозможно создать магнитное поле равное по величине магнитному полю классического токамака аналогичного размера, поэтому эта концепция не была достаточно востребована, пока не было показано [7, 8], что такая конструкция обеспечивает более эффективное использование магнитного поля за счет появления естественной вытянутости плазмы в вертикальном направлении, а

также обеспечивает лучшую МГД-устойчивость по сравнению с классическими токамаками [8, 9]. Первым сферическим токамаком была установка START [10], а в настоящее время по всему миру насчитывается более десяти сферических токамаков, наиболее крупными из которых являются установки MAST-U [11] и NSTX-U [12]. В числе сферических токамаков также находится токамак Глобус-М2 [A1, 13], который является модернизированной версией сферического токамака Глобус-М [14, 15], и расположен в Физико-Техническом институте им. А. Ф. Иоффе в Санкт-Петербурге. На токамаке Глобус-М2 и была выполнена настоящая работа.

В современных токамаках актуальной является проблема удержания быстрых частиц [16, 17]. В ITER планируется [4] реализация режимов с коэффициентом усиления мощности $Q \sim 5$ (отношение выделенной термоядерной мощности к мощности внешнего нагрева без учета затрат на создание магнитного поля) в квазинепрерывном режиме. В этом режиме в течение продолжительного времени нагрев плазмы будет осуществляться преимущественно за счет энергии α -частиц, полученных в результате реакции синтеза (ожидается суммарное выделение термоядерной мощности до 1 ГВт [3]), а нагрев плазмы до термоядерных параметров будет происходить за счет энергии дополнительного нагрева (инжекция пучка нейтралей и радиочастотный нагрев) суммарной мощностью порядка 100 МВт. В существующих токамаках существенная доля энергии также доставляется в плазму устройствами дополнительного нагрева. Энергия быстрых частиц, образовавшихся за счет дополнительного нагрева или термоядерных реакций должна передаваться частицам основной плазмы посредством столкновений, увеличивая ее температуру. В плазме, однако, может развиваться множество неустойчивостей, имеющих различную природу, влияющих на перенос частиц и энергии. Одними из них являются собственные альфвеновские моды – поперечные МГД-волны, возникающие в замагниченной плазме, распространяющиеся вдоль линий магнитного поля. Альфвеновские волны могут существовать в широком диапазоне параметров

от плотной и горячей лабораторной плазмы установок с магнитным удержанием до холодной и разреженной плазмы космического пространства [18]. Резонансное взаимодействие альфвеновских волн с частицами может приводить к опасным последствиям для работы как термоядерного реактора, так и источника нейтронов, поскольку может приводить как к окончательным потерям быстрых частиц, так и к их переносу, что может существенным образом влиять на нейтронный выход [16]. Так, для классических токамаков, возбуждение тороидальных альфвеновских мод (ТАЕ) может приводить к потерям до 70% всех инжектированных в плазму ионов [19, 20, 21]. Для сферических токамаков эта проблема также является актуальной: например, на установке NSTX были зарегистрировано снижение нейтронного выхода до 15% во время т.н. альфвеновских лавин [22]. Сообщается также и о повреждениях элементов первой стенки токамака пучком ускоренных ионов, вышедшим на стенку в результате взаимодействия с альфвеновской волной [23]. Все это демонстрирует необходимость изучения альфвеновских волн в токамаках, а также предсказания потерь, возникающих при их распространении. Кроме того, успешно применяются отдельные методы диагностики параметров плазмы на основе так называемой магнитной спектроскопии [24]. Так, на основе спектров в альфвеновском диапазоне частот возможно определение запаса устойчивости [25, 26] и скорости вращения плазмы [27].

1.2 Цели научного исследования

- Исследовать особенности различных типов альфвеновских неустойчивостей плазмы, возникающих в плазме токамака Глобус-М2.
- Определить характер и уровень потерь быстрых ионов, связанных с развитием ТАЕ в токамаке Глобус-М2.

1.3 Основные задачи решаемые в ходе исследования

1. Усовершенствовать конструкцию системы измерений магнитными зондами на токамаке Глобус-М2, что включает в себя следующие задачи:

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

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

3. Исследовать потери быстрых ионов в токамаках Глобус-М и Глобус-М2 в режимах с ТАЕ. Определить характер зависимости потерь быстрых частиц от амплитуды ТАЕ и параметров плазмы.

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

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

5. Исследовать характеристики компрессионных альфвеновских волн, возбуждаемых ускоренными электронами.

1.4 Научная новизна

- Впервые на сферическом токамаке получена регрессионная зависимость потерь быстрых ионов в режимах с ТАЕ от амплитуды возмущения, магнитного поля и тока.
- Впервые на сферическом токамаке зарегистрированы неустойчивости с нелинейной динамикой частоты (chirping) вызванные пучком ускоренных электронов.
- На токамаке Глобус-М зарегистрированы моды на обращенном шире магнитного поля, спектры которых применены для определения минимума коэффициента запаса устойчивости.

1.5 Основные положения работы

- Регрессии для уровня потерь быстрых ($E \approx E_{NB} \approx 28$ кэВ) ионов от амплитуды ТАЕ, магнитного поля и тока по данным диагностики НРА для различных положений анализатора.
- Зависимости уровня потерь быстрых ионов от амплитуды ТАЕ по данным диагностики радиационных потерь
- Результаты определения минимума запаса устойчивости в режимах с RSAE и их сравнение с расчетом равновесия, рассчитанного кодом ASTRA
- Результаты определения пространственной и временной структуры, поляризации и радиального распределения интенсивности для различных типов альфвеновских волн, наблюдаемых на сферическом токамаке Глобус-М2 (ТАЕ, RSAE, САЕ)

1.7 Личный вклад автора

Все представленные в работе результаты, за исключением численного моделирования альфвеновского континуума в режимах с ТАЕ, были получены непосредственно автором настоящего доклада, или при его

определяющем участии во время работы с 2018 по 2022 гг. на установке Глобус-М2. Также в работе представлены отдельные результаты, полученные автором доклада по результатам обработки экспериментальных данных, полученных ранее на установке Глобус-М. Автором этого доклада были разработаны и изготовлены отдельные узлы диагностики магнитных зондовых измерений, используемой на токамаке Глобус-М2 в настоящее время.

1.8 Апробация работы

1. Конференция PhysicA.SPb/2019, Санкт-Петербург, 22 – 24 октября 2019 г.
2. 47 Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, Звенигород, 16 – 20 марта 2020 г.
3. Конференция PhysicA.SPb/2020, Санкт-Петербург 20 – 22 октября 2020 г.
4. International Polytech-SOKENDAI Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion, St. Petersburg, 13 – 24 July 2020 (online)
5. 48 Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, Звенигород, 15 – 19 марта 2021 г. (online)
6. XIX Всероссийская конференция «Диагностика Высокотемпературной плазмы» ДВП-2021 (ITERRF-XIX) 27 сентября – 1 октября 2021 г.
7. 49 Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, Звенигород, 14 – 18 марта 2022 г. (online)

Результаты опубликованы в десяти статьях, список которых приводится в конце научного доклада.

2. СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

2.1 Альфвеновские волны (Глава 1 часть 1)

В этой главе приводится описание основных типов альфвеновских волн, наблюдающихся в токамаках. Альфвеновскими волнами называют поперечные магнитногидродинамические (МГД) волны, распространяющиеся в плазме вдоль силовых линий магнитного поля. Возможность распространения таких волн была показана Й. Альфвеном [28] в 1942 г. в статье «Existence of Electrodynamichydrodynamic waves» на основании анализа уравнений одножидкостной магнитной гидродинамики (МГД). Альфвеновская волна в плазме может распространяться под произвольным углом к магнитному полю, однако в проекции на его направление, ее фазовая скорость будет составлять величину (1), которая называется *альфвеновской скоростью*, и распространяется в соответствии с линейным законом дисперсии (2).

$$V_A = \frac{B_0}{\sqrt{4\pi\rho}} \quad (1)$$

Где ρ – массовая плотность плазмы.

$$\omega = \pm k_{\parallel} \cdot V_A \quad (2)$$

Здесь и далее k_{\parallel} – компонента волнового вектора в направлении силовых линий магнитного поля. Обычно под термином альфвеновская волна понимается *сдвиговая* или *шировая* [29, 30] альфвеновской волны (*SA – Shear Alfvén wave*). хотя в более широком смысле, к альфвеновским волнам также относят быстрые магнитозвуковые или компрессионные волны [31]. Соотношение (2) образует непрерывный спектр, или, *альфвеновский континуум*, и в бесконечной однородной плазме в однородном магнитном поле могут существовать колебания с любыми величинами k_{\parallel} . Энергия в такой волне переносится вдоль силовых линий, так как групповая скорость $v_g = d\omega/dk = V_A$.

Переход от плоской бесконечной геометрии к тороидальной геометрии токамака приводит к формированию дискретного спектра. Продольный волновой вектор k_{\parallel} (3) состоит из *полоидальной* и *тороидальной* компонент – координат по тороидальному (азимутальному) и полоидальному углам тора. При выборе возмущения в виде плоской волны $B' = f(r) \cdot \exp(-i\omega t + in\varphi - im\theta)$, компонента волнового вектора вдоль магнитного поля:

$$\mathbf{k}_{\parallel} = n/R \cdot \mathbf{e}_z - m/r \cdot \mathbf{e}_{\theta} \quad (3)$$

Где \mathbf{e}_z и \mathbf{e}_{θ} – орты в тороидальном и полоидальном направлении соответственно, n и m – тороидальный и полоидальный номера мод. С учетом соотношения для запаса устойчивости (в цилиндрическом приближении):

$$q_{cyl} = \frac{rB_z}{RB_{\theta}} \quad (4)$$

С учетом (4) скалярное произведение векторов \mathbf{v} и \mathbf{k} приобретает вид (2) с величиной k_{\parallel} :

$$k_{\parallel} = \frac{n - m/q(r)}{R} \quad (5)$$

Альфвеновская скорость V_A (1), а также запас устойчивости q в токамаке имеют радиальную зависимость, и альфвеновский континуум представляет собой дискретный набор частотных ветвей, характеризующихся различными номерами n и m . В процессе анализа поглощения альфвеновских волн на частоте альфвеновского резонанса (2) с целью нагрева плазмы, было установлено, что волна, излученная внешней антенной действительно поглощается в резонансном слое (где выполняется условие альфвеновского резонанса), а значит, спонтанные возмущения параметров плазмы на альфвеновской частоте довольно быстро затухают [30, 32 ,33] за счет перемешивания фаз. Градиент концентрации направленный вдоль малого

радиуса приводит к росту декремента затухания и время жизни возмущения на частоте альфвеновского континуума определяется:

$$\Delta\tau \sim \left(\frac{\partial\omega}{\partial r}\right)^{-1} \quad (6)$$

Таким образом колебания на частотах альфвеновского континуума не развиваются сколь-либо продолжительное время, за исключением случаев, когда инкремент неустойчивости не превышает декремент затухания за счет наличия внешнего источника энергии, то есть быстрых частиц. Это происходит, в случае, когда в некоторой области давление быстрых частиц β_{fast} превосходит давление тепловых частиц. Такие моды называются (ERM – *Energetic Particle Mode*) и они относятся к альфвеновскому континууму, однако не могут существовать продолжительное время без внешнего источника быстрых частиц [30]. Тем не менее, как видно из (6), вблизи областей, где производная $\partial\omega/\partial r$ мала, также могут развиваться альфвеновские моды, которые, однако, не относятся к альфвеновскому континууму.

Вскоре после обнаружения альфвеновского континуума в цилиндрической геометрии было обнаружено [34], что допускается существование решений с частотой ниже минимальной частоты альфвеновского континуума. Эти моды называются *глобальными* (GAE – *Global Alfvén Eigenmode*), или *дискретными* (DAW – *Discrete Alfvén Wave*) [33] и они не относятся к альфвеновскому континууму, то есть не подвержены затуханию за счет перемешивания фаз. Существование глобальных мод оказывается возможным в областях пространства, где $\partial\omega/\partial r$ мало. Возбуждение глобальных мод наблюдалось экспериментально в экспериментах по радиочастотному нагреву плазме на частотах альфвеновского диапазона на установке TCA [30, 35].

Существуют и другие случаи, при которых могут развиваться собственные альфвеновские моды вне альфвеновского континуума. Частотные ветви континуума, соответствующие полоидальным гармоникам с

m и $m + 1$ в цилиндрической геометрии пересекаются. На радиусе их пересечения r_0 частота становится вырожденной, так как происходит деструктивная интерференция волн, распространяющихся в противоположных направлениях. В торе пересечения ветвей не происходит, вместо чего они перезамыкаются, образуя частотный зазор [36] (Рис. 1), в котором моды альфвеновского континуума не распространяются. Границы этого промежутка представляют собой локальные экстремумы альфвеновского континуума, вблизи которых возможно развитие собственных мод. Такие моды, существующие в частотном зазоре, называются *тороидальными* (ТАЕ – *Toroidal Alfvén Eigenmodes*) [36, 37]. Из (5) и условия равенства частот ($k_{\parallel m} = -k_{\parallel m+1}$) следует выражение для частоты ТАЕ:

$$\omega_{ТАЕ} = \frac{V_A}{2q(r_0)R}, \quad q(r_0) = \frac{m + 1/2}{n} \quad (7)$$

где q – коэффициент запаса устойчивости, а V_A – альфвеновская скорость (1).
Условие на q , например, делает невозможным развитие ТАЕ с $n = 0$.

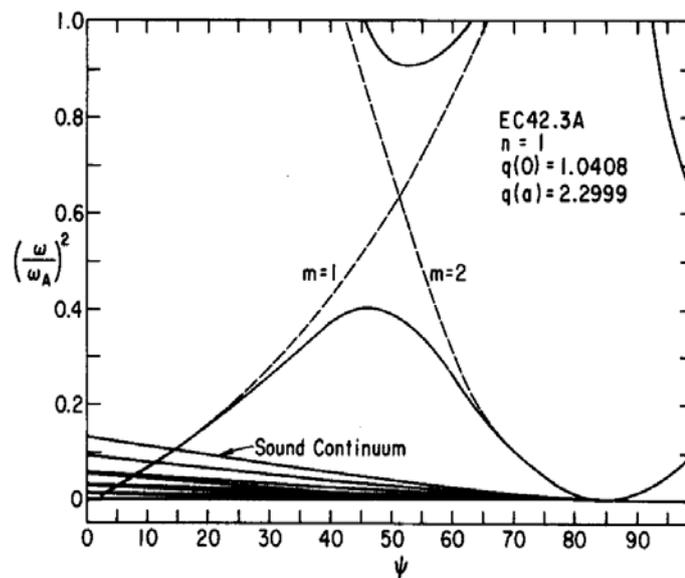


Рисунок 1. Перезамыкание ветвей альфвеновского континуума с $m=1$ и $m=2$ при формировании тороидальной моды [36]. Пунктиром показан альфвеновский континуум в цилиндре, сплошными линиями – в торе.

Дисперсионное соотношение для тороидальной альфвеновской моды получают [37] путем совместного решения уравнений на собственные значения для m и $m + 1$ гармоник полоидального электрического поля, откуда была получена ширина частотного зазора (8).

$$\Delta\omega/\omega_m \approx 3\varepsilon \cdot r/a \quad (8)$$

где $\omega_m = |k_{\parallel m} V_A(r)|$.

В токамаках с некруглым сечением, большой вытянутостью и треугольностью могут возникать перезамыкания мод с более высокими номерами [30]. Моды возникающие в промежутке между частотами с номерами m и $m + 2$ называются эллиптическими (EAE – *Elliptic Alfvén Eigenmodes*) и возникают на частоте $\omega = 2\omega_{TAE}$. Моды возникающие в промежутке m и $m + 3$ называются NAE (*Noncircularity Alfvén Eigenmodes*) и возникают на частоте $\omega = 3\omega_{TAE}$. К ним также применима теория TAE. Возможны и более сложные случаи возникновения собственных мод в промежутке, образованном при перезамыкании частотных ветвей с различными n и m , которые как правило проявляются в установках с более сложной структурой поля – в стеллараторах.

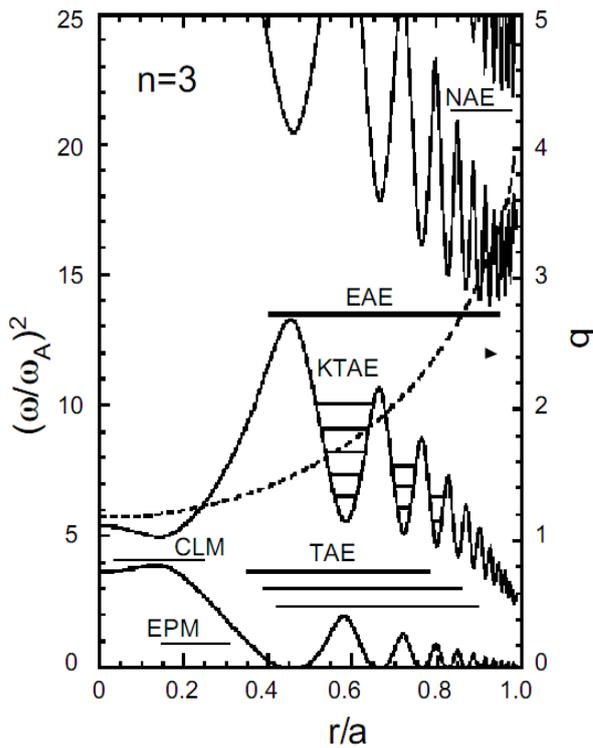


Рисунок 2 Альфвеновский континуум в токамаке. Показаны некоторые типы мод, возникающих в частотных зазорах [19].

Минимум альфвеновского континуума может достигаться в области пространства, где магнитный шир $s = r/q \cdot dq/dr$ обращается в ноль, то есть в области минимума q . Такие моды как правило рассматриваются отдельно от глобальных и называются *моды на обращенном шире* (RSAE – *Reversed Shear Alfvén Eigenmodes*), или *альфвеновские каскады* (AC – *Alfvén Cascade*) [38]. Обращение магнитного шира в токамаке может происходить, например, на стадии подъема тока за счет скин-эффекта, когда проникновение вихревого электрического поля в плазму запаздывает, и формируется профиль тока, имеющий максимум смещенный от магнитной оси.

а

б

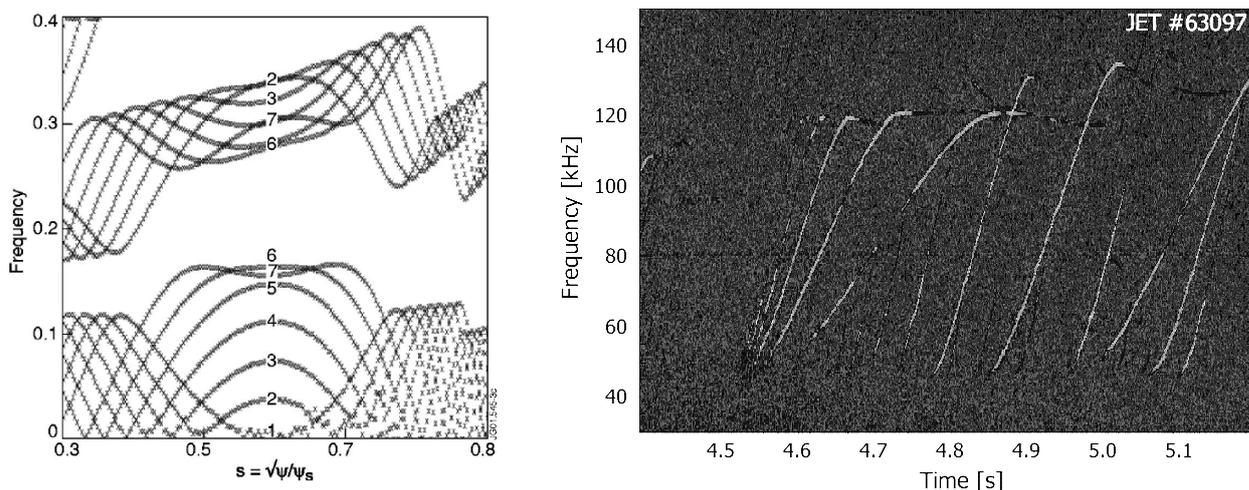


Рисунок 3. а – Пример численного моделирования альфвеновского континуума в разряде с обращенным широм магнитного поля при различных значениях минимума коэффициента запаса устойчивости (Figure 5 из [38]). Цифрам 1 – 7 в работе [38] соответствуют значения 3.0 – 2.4. б – спектрограмма магнитного зонда в режиме с альфвеновскими каскадами на токамаке JET [17].

Поскольку q достигает минимума, то же самое происходит и с частотой альфвеновского континуума (Рис. 3а), то есть, согласно (6), создаются условия для развития моды. В пределе $\beta \ll 1$, как только возникает резонансная магнитная поверхность с $q = m/n$, в присутствии фракции быстрых частиц и при соблюдении условия альфвеновского резонанса, на ней может развиваться возмущение в виде альфвеновской моды, характеризующейся волновыми числами m и n . Согласно (5) такое возмущение изначально возникнет на нулевой частоте. По мере роста тока происходит уменьшение минимального значения q_{min} , из-за чего происходит линейный рост частоты каскада (Рис. 3б) в соответствии с (5), который происходит до того момента, пока частота каскада не достигнет частоты тороидальной альфвеновской моды, которая определяется из выражения (7), и не происходит трансформации моды [39]. Пока $q_{min} > 1$, после трансформации моды с m и n в ТАЕ, существует возможность для дальнейшего развития мод с другими номерами m и n на более высокой частоте.

При $\beta > 0$ происходит зацепление альфвеновской и *геодезической акустической моды* (GAM – Geodesic Acoustic Eigenmode) [40]. Частота

альфвеновского каскада складывается из «альфвеновского» и «акустического» слагаемых [26]:

$$\omega_{AC}^2 = \left(\frac{n - m/q}{R} \right) V_A^2 + \frac{c_s^2}{R^2} \left(2 + \frac{1}{q^2} \right) \quad (9)$$

Опасность развития альфвеновских мод состоит в том, что они могут вступать в резонансное взаимодействие с надтепловыми частицами в плазме. Резонанс происходит при выполнении [30] резонансного условия (10), которое следует из условия резонанса Ландау.

$$n\omega_\varphi - p\omega_\theta - \omega = 0 \quad (10)$$

Где $\omega_\varphi = v_\parallel/R$ – частота обращения частицы по пролетной орбите в проекции на тороидальное направление, $\omega_\theta = v_\parallel/qR$ – в проекции на полоидальное направление, а $\omega = \omega_{wave}$ – частота моды, n и p – целые числа. Выполнение резонансного условия не является условием передачи энергии между волной и частицей, для этого требуется [30] ненулевое произведение $(\mathbf{v} \cdot \mathbf{E})$:

$$(\mathbf{v} \cdot \mathbf{E}) = v_\parallel E_\parallel + v_\perp E_\perp + v_d E_\perp \quad (11)$$

Поскольку альфвеновская волна является поперечной, а циклотронное вращение многократно происходит орбитальное, то за передачу энергии отвечает наличие дрейфов в поперечном направлении, как правило дрейф в неоднородном и криволинейном поле. Резонансная передача энергии будет происходить при $p = m + l$ в (10), где n и m – полоидальные и тороидальные номера моды, а l – соответствующий номер в разложении v_d по полоидальным гармоникам [41]. Для большинства случаев, как правило оказывается достаточно рассмотреть гармоники $l = \pm 1$. В частности, для тороидальной альфвеновской моды, пользуясь условием (10) и выражением (7), можно установить, что для $l = 1$ резонанс наблюдается для скорости $v_\parallel = v_A$, а для $l = -1$ – для скорости $v_\parallel = v_A/3$ [30, 33].

Резонансное взаимодействие между альфвеновскими волнами и надтепловыми частицами может приводить как к как окончательным потерям быстрых частиц, так и уменьшение нейтронного выхода [42], как вследствие прямых потерь, так и за счет переноса резонансных частиц в области с меньшей концентрацией. Выделяют четыре типа [30] транспорта частиц в режимах с альфвеновскими модами, приводящих к потерям. Конвективный – режим потерь, когда частицы подвержены $[E \times B]$ дрейфу в электрическом поле волны и находятся в фазе с волной [42, 43]. Потери при таком режиме пропорциональны амплитуде волны. Диффузионный – режим при котором частицы также подвержены дрейфу в поле волны, однако получают добавку к скорости в случайной фазе с волной [30, 42, 44]. В этом режиме уровень потерь пропорционален квадрату амплитуды. Третий тип – перенос на орбиты, где частицы не удерживаются (*loss orbits*). Этот режим является наиболее опасным, поскольку сообщается, что такой транспорт приводил к повреждениям камеры токамака [23]. Для этого механизма так же, как и для конвективного, характерна линейная зависимость от амплитуды [44]. Последний механизм – лавинный – происходит из-за существенного изменения распределения быстрых частиц из-за развития альфвеновской волны с большой амплитудой. Вследствие чего развиваются новые моды, приводящие к дополнительному транспорту. Этот механизм имеет пороговый характер по амплитуде [30].

2.2 Методы изучения альфвеновских волн в токамаке (Глава 1 часть 2)

2.2.1 Магнитные зонды

Основным диагностическим инструментом для регистрации возмущений магнитного поля в токамаках являются магнитные катушки или зонды Мирнова (МС – *Mirnov Coils*) [45] измеряющие возмущение магнитного потока $d\Phi/dt$ через сечение катушки. Ввиду простоты конструкции они получили крайне широкое распространение. Принцип их

действие основан на измерении ЭДС (12) магнитной индукции, наведенной на зонд:

$$\mathcal{E} = -sw \cdot \frac{dB}{dt} \quad (12)$$

Соответствующая амплитуда магнитного поля волны:

$$B_0 = \frac{|\mathcal{E}|}{2\pi f \cdot sw} \quad (13)$$

В выражениях (12) и (13) f – частота сигнала, регистрируемая зондом, а sw – произведение площади витка на число витков.

При всей своей простоте, магнитные зонды обладают существенными ограничениями. В первую очередь – это отсутствие пространственной локализации сигналов, так как зонд регистрирует все излучение из плазменного объема в независимости от того, из какой области оно было излучено. Частота регистрируемого сигнала естественным образом ограничена резонансной частотой зонда ($\omega \ll 1/\sqrt{LC}$, L и C – соответственно, собственные индуктивность и емкость магнитного зонда), а также возможностями канала усиления и системы цифровой обработки сигналов. Для зондов, установленных снаружи камеры токамака или полностью закрытых защитными корпусами из металла, ограничения также вносит толщина скин-слоя для данной частоты сигнала f .

$$\delta = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 c^2}{\sigma_0 \pi f}} \quad (14)$$

В (26) ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, а σ_0 – удельная проводимость материала защитной стенки (камеры) на единицу длины.

Магнитные зонды широко применяются для определения пространственной структуры (Рис. 4) излучения [46, 47]. Для этого используется несколько одинаковых зондов, объединенных в массив, в котором зонды располагаются вдоль тороидального или полоидального обхода как правило на равном расстоянии друг от друга. Использование

массива магнитных зондов дает возможность не только определять структуру неустойчивости (полоидальный m и тороидальный n номера мод), но и другие свойства, например наличие пространственной асимметрии, направление вращения моды. Структура излучения определяется по фазовому сдвигу сигналов, зарегистрированных соседними зондами.

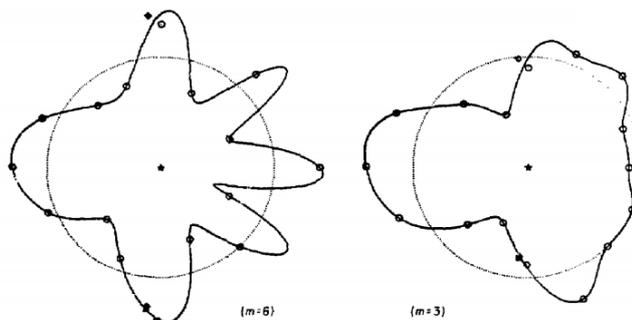


Рисунок 4. Пример использования зондов Мирнова для определения полоидального числа МГД-неустойчивости на токамаке TFTR. Сплошной линией обозначен нулевой уровень сигнала [46].

Число зондов в массиве определяется исходя из предположений о максимальном номере моды, который ожидается для того или иного типа неустойчивости в условиях конкретной установки. Минимальный номер моды m (или n) для данного числа зондов N определяется из критерия Найквиста ($m \leq N/2 - 1$). Для определения номеров моды m и n применяют методы спектрального анализа. К таким методам относят прежде всего пространственное преобразование Фурье (или разложение по каким-либо другим функциям [48]), а также корреляционный анализ, например построение спектральной плотности мощности (*Cross-Power Spectral Density* – CPSD), или, иначе, спектра взаимокорреляционной функции [49, A2].

2.2.2 Корпускулярные диагностики

Корпускулярные диагностики при изучении альфвеновских волн используются как правило, как инструмент для анализа уровня потерь быстрых частиц. К таким диагностикам относятся нейтронные детекторы,

болометры, диагностики FILD [50, 51] и NPA [52, A3]. Диагностика FILD (*Fast Ion Loss Detector*) предназначена для измерения спектров заряженных частиц, попадающих в анализатор, путем определения ларморовского радиуса на основании расстояния от детектора, зарегистрировавшего частицу до щели анализатора. Диагностика NPA (*Neutral Particle Analyzer*) также широко применяется для регистрации спектра быстрых частиц. Ее принцип работы основан на том, что ионы высокой энергии испытывают перезарядку на нейтралах в периферийной области, где их концентрация достаточно велика. Далее нейтралы попадают в анализатор, где они ионизируются, а затем уже ионизованные частицы разделяются по энергиям путем отклонения в электрическом поле, и по массам, путем отклонения в магнитном поле. После сепарации частицы попадают в детектор, регистрирующий определенную энергию частиц. Схожим образом потери быстрых частиц регистрируются при помощи болометров, однако в этом случае отсутствует энергетическое разрешение. Использование каких-либо корпускулярных диагностик применительно к исследованию потерь быстрых частиц в режимах с альфвеновскими модами подразумевает сравнение уровня сигнала, пропорционального числу зарегистрированных частиц, до появления моды и после.

Помимо регистрации потерь быстрых частиц, корпускулярные диагностики могут использоваться для прямого наблюдения когерентных сигналов от альфвеновской моды. Так, например, для наблюдения сигналов на частотах альфвеновского диапазона применялась диагностика FILD [51]. Также для регистрации альфвеновских и других МГД-колебаний может быть применена активная диагностика НІВР (*Heavy Ion Beam Probe*), предназначенная для измерения потенциала плазмы и его флуктуаций [53]. В плазму нормально к магнитному полю инжектируется моноэнергетический пучок тяжелых (Cs^+ и Ti^+ [54]) ионов, ускоренный электрическим полем. Ларморовский радиус такого иона составляет величину порядка размера установки, а в плазме инжектируемый ион может подвергнуться вторичной

ионизации, после чего его ларморовский радиус сокращается вдвое. Положение области вторичной ионизации определяется энергией ионного пучка. На выходе вторично ионизованного пучка устанавливаются электростатические детекторы, измеряющие энергию зарегистрированных ионов $\Delta\mathcal{E} = E + e\varphi_I$, где φ_I – потенциал, в области, где происходит вторичная ионизация. Помимо колебаний потенциала плазмы, оказывается возможным измерение колебаний локальной концентрации и полоидального поля [53]. Диагностика зондирования плазмы пучком тяжелых ионов активно применяется, например, на токамаке Т-10 [55] и стеллараторе TJ-II [56]. Результаты наблюдения альфвеновских мод на стеллараторе TJ-II при помощи диагностики НВР представлены в работе [57].

2.2.3 Диагностики, основанные на регистрации излучения из плазмы

Оптическая и рентгеновская спектроскопия применяется в диагностике высокотемпературной плазмы очень широко. Глобально спектроскопические методы подразделяются на пассивные и активные. Пассивные методы основаны на сборе собственного излучения из плазмы, а активные – на регистрации вынужденного излучения за счет внешнего воздействия, как правило при инжекции нейтрального пучка или излучения лазера. Применительно к регистрации альфвеновских волн (и других МГД-колебаний) используются детекторы (болометры) мягкого рентгеновского излучения [58], а также рентгеновская томография [59] (пассивные методы), а также эмиссионная спектроскопия [60] (BES – *Beam Emission Spectroscopy*) (активные). Также для определения уровня потерь, связанных с альфвеновскими модами используются сигналы диагностики FIDA (*Fast Ion D-alpha Emission*) [61], определяющая энергию быстрых частиц по доплеровскому сдвигу линии излучения D_α .

Достаточно полную картину о структуре, характере асимметрии и пространственной локализации неустойчивостей может дать томография плазменного объема. В отличие от томографии в привычном понимании,

когда для построения томографических проекций, исследуемый объект облучается проникающим излучением с разных ракурсов, в случае томографии плазмы, источником рентгеновского излучения является сама плазма. Плазма излучает в мягком рентгеновском диапазоне: сюда включается тормозное, циклотронное, рекомбинационное, а также линейчатое излучение. Колебания магнитных поверхностей, вызванные распространением альфвеновской волны или другой МГД-неустойчивости вызывают колебания интегральной интенсивности рентгеновского излучения вдоль линии наблюдения.

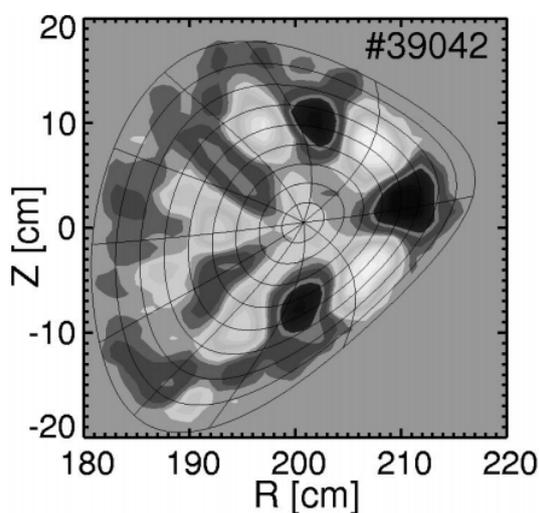


Рисунок 5. Восстановление структуры TAE-моды $m=5$ при помощи рентгеновской томографии на установке W7-AS [59].

Использование массива рентгеновских камер, установленных с нескольких ракурсов в одном сечении плазмы, при применении обратных преобразований, даёт возможность по полученным томографическим проекциям восстановить структуру возмущения (Рис. 5). Данная диагностика широко применялась на стеллараторе Wendelstein 7-AS [59]

2.2.4 СВЧ-рефлектометрия плазмы

Метод флуктуационной рефлектометрии основан на зондировании плазмы микроволновым излучением, и последующем анализе отраженного (рассеянного) излучения [62, 63]. Излучение зондируется в плазму нормально к градиенту концентрации, а затем рассеивается на флуктуациях

концентрации вблизи поверхности отсечки. Колебания поверхности отсечки и мелкомасштабных концентраций, на которых происходит рассеяние приводит к изменению фазового сдвига рассеянного излучения относительно зондирующего (Рис. 6).

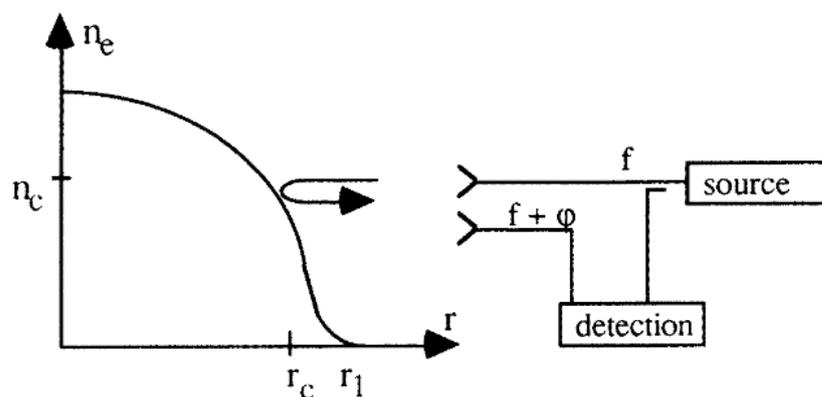


Рисунок 6. Схематическое изображение принципа рефлектометрии [63].

Для регистрации альфвеновских колебаний применяется [64] метод доплеровского обратного рассеяния (ДОР) или DBS (*Doppler BackScattering*). Этот метод основан на зондировании плазмы тангенциально или под небольшим углом к поверхности отсечки [65]. Поскольку альфвеновские волны являются крупномасштабными возмущениями, по сравнению с длиной волны зондирующего излучения, непосредственно на них рассеяния не происходит. Однако, поскольку альфвеновская волна является электромагнитной, то ее электрическая составляющая вызывает колебания электростатического потенциала (и электрического поля) на частоте моды, что, в свою очередь вызывает колебания скорости $[\mathbf{E} \times \mathbf{V}]$ дрейфа [64]. Регистрация этих колебаний становится возможной за счет эффекта Доплера, выраженного в изменении частоты излучения при его рассеянии в области отсечки, вращающейся со скоростью дрейфа в скрещенных полях. Регистрируемая приемником частота $\omega = \omega_0 + \Delta\omega_D$, $\Delta\omega_D = k_{\perp}v_{\perp}$, где k_{\perp} – характерный масштаб рассеивающих флуктуаций, а v_{\perp} – скорость дрейфа. Измерения при этом являются локальными, так как как

определенной частоте излучения соответствует определенное положение отсечки при известном профиле концентрации.

2.3 Токамак Глобус-М2. Диагностический комплекс и системы нагрева. (Глава 2)

В этой главе приводятся основные параметры сферического токамака Глобус-М2, его основных систем и диагностик. Отдельно описываются диагностики, применяющиеся в экспериментах по наблюдению альфвеновских волн. Токамак Глобус-М2 [13, 14] – компактный сферический токамак, являющийся модификацией созданного в 1999 году на базе лаборатории Физики высокотемпературной плазмы в Физико-техническом институте им. А. Ф. Иоффе токамака Глобус-М [15]. Большой радиус установки составляет $R = 0.36$ м, малый радиус $a = 0.24$ м, что соответствует аспектному отношению $A = 1.5$. Токамак Глобус-М2 в настоящее время является единственным в России токамаком, обладающим диверторной конфигурацией. В 2018 году была проведена модернизация электромагнитной системы установки, которая позволила впервые на сферическом токамаке увеличить тороидальное поле на магнитной оси до величины 0.8. Постепенное увеличение рабочих параметров будет производиться и далее вплоть до достижения проектных значений 1 Тл и 0.5 МА. Основные параметры установки Глобус-М2 в сравнении с тремя наиболее крупными сферическими токамаками: ST-40 (Великобритания) [66] MAST-U (Великобритания) [11] и NSTX-U (США) [12] перечислены в Таблице 1. Токамак Глобус-М2 обладает мощной системой дополнительного нагрева и обширным диагностическим комплексом. Устройства дополнительного нагрева представлены в виде двух нейтральных инжекторов мощностью до 1 МВт, и рассчитанных на энергию 18 – 30 кэВ и 40 – 50 кэВ [68], а также устройств радиочастотного нагрева на частотах

нижнегибридного (2.45 ГГц, 100 кВт) и ионно-циклотронного резонанса (7.5 МГц, 300 кВт) [A1].

	Глобус-M2	ST-40	MAST-U	NSTX-U
Большой радиус R , м	0.36	0.4	0.82	0.94
Малый радиус a , м	0.24	0.24	0.53	0.55
Аспектное отношение A	1.5	1.7	1.56	1.7
Максимальная вытянутость k	2.2	2.5	2.5	2.75
Максимальная треугольность δ	0.45	0.35	0.5	0.5
Максимальное тороидальное магнитное поле B_T , Тл	1	3	0.78	1
Максимальный ток по плазме I_p , МА	0.5	2	2	2

Таблица 1. Основные максимальные (проектные) параметры установки Глобус-M2 в сравнении с установками MAST-U, NSTX и ST-40 [67].

Расположение устройств дополнительного нагрева и диагностик показано на Рис. 7. Для измерения профилей электронной температуры и концентрации применяется диагностика томсоновского рассеяния, обеспечивающая измерение этих параметров в 10 пространственных точках [69]. Для определения электронной концентрации также используется микроволновый интерферометр, обеспечивающий среднечордовые измерения вблизи 42 см вдоль направления большого радиуса. Измерения ионной температуры производятся при помощи анализатора атомов перезарядки (NPA ACORD-12) [70] и спектральной диагностики атомов

перезарядки (CXRS), обеспечивающей измерения в 7 пространственных точках [71]. Для измерения возмущений магнитного поля применяются тороидальный и полоидальный массивы магнитных зондов, состоящие из 8 и 28 зондов Мирнова, соответственно, а также трехкоординатный зонд (Рис. 8). Для измерения возмущений электрического поля в объеме плазмы применяется рефлектометр доплеровского обратного рассеяния, обеспечивающий измерения в 10 пространственных точках [64]. Помимо этого, измеряются: распределение радиационных потерь и эффективный заряд плазмы [72], потоки нейтронов [73], потенциал плазмы вблизи границы [74], и другие параметры.

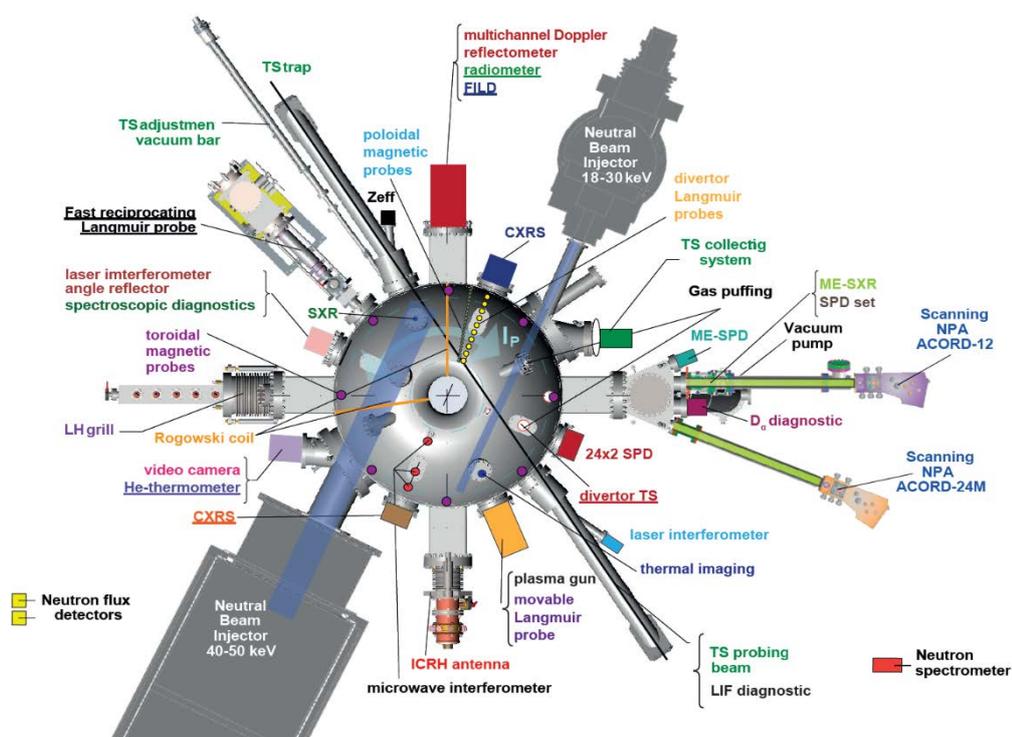
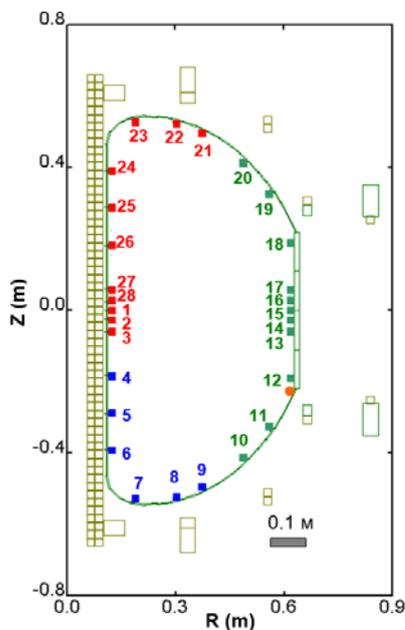


Рисунок 7. Схема расположения основных диагностик и устройств дополнительного нагрева на токамаке Глобус-М2.

Для регистрации быстрых возмущений магнитного поля на токамаке Глобус-М2 применяются два массива магнитных зондов, а также отдельный трехкоординатный зонд, использующийся для определения поляризации излучения. Тороидальный массив зондов состоит из восьми магнитных катушек, измеряющих радиальную компоненту магнитного потока. Катушки

изготовлены из медного провода в полиамидной изоляции, намотаны на керамическое основание размером 30×26 мм и обладают эффективной площадью сечения $sw \approx 60 \text{ см}^2$. Зонды расположены внутри нижней тороидальной диафрагмы ($Z = -23$ см, $R = 57$ см) и установлены равномерно вдоль тороидального обхода токамака на угловом расстоянии приблизительно равном 45° (Рис. 8). Зонды тороидального массива закрыты от плазмы графитовыми пластинами, между которыми присутствуют зазоры, допускающие проникновение электромагнитных волн в область установки зондов.

а)



б)

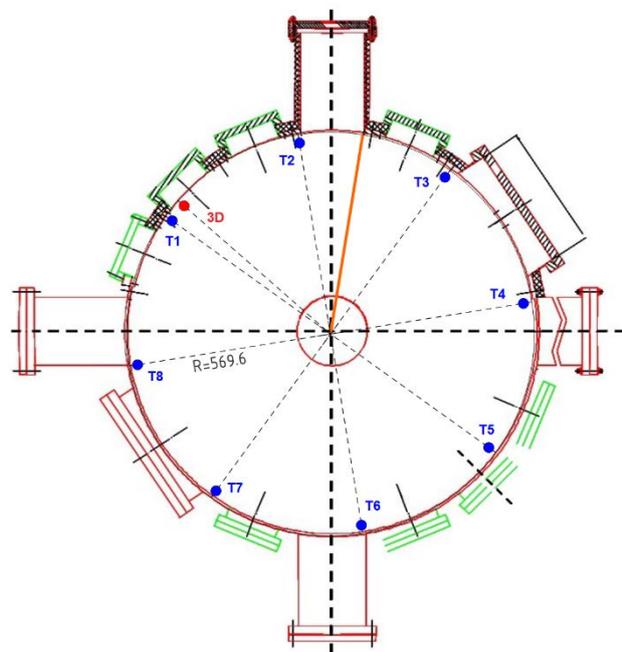


Рисунок 8 Расположение магнитных зондов на установке Глобус-М2. а) – полоидальный массив, б) – тороидальный массив и трехкоординатный зонд (красный). Оранжевым отмечено положение тороидального массива в полоидальном сечении на рисунке а), и положение полоидального массива в тороидальном сечении на рисунке б).

Для выделения высокочастотной составляющей сигнала на фоне низкочастотных колебаний, обладающих большей амплитудой, а также для осуществления гальванической развязки сигналов тороидального массива были разработаны двухканальные полосовые усилители с гальванической развязкой сигнального тракта. Каждый из двух каналов усилителя

представляет собой комбинацию фильтров Баттерворта верхних и нижних частот второго порядка по схеме Саллена-Ки, и обладает возможностью подстройки коэффициента усиления в диапазоне до $k = 5$. Входной сигнал магнитного зонда разделяется на два канала: первый – «низкочастотный» с полосой пропускания в диапазоне 300 Гц – 30 кГц, второй – «высокочастотный» с полосой пропускания в диапазоне 30 кГц – 3 МГц. Оцифровка сигналов тороидального массива осуществляется с частотой 1 МГц в мониторинговом режиме, также в отдельных экспериментах параллельно используется система оцифровки с частотой до 250 МГц.

Полоидальный массив зондов представляет собой три группы по 6, 11 и 11 катушек цилиндрической формы, диаметром 8.5 мм и высотой 16 мм, расположенных в трубках из аустенитной нержавеющей стали, с толщиной стенки ~ 0.5 мм и внешним диаметром 11 мм и находящиеся под атмосферным давлением [58]. Расположение зондов полоидального массива показано на Рис. 14а. Эффективное сечение полоидальных зондов также составляет величину порядка 60 см^2 . Зонды расположены внутри трубок неравномерно, с большей плотностью размещения вдоль центрального столба, с целью изучения асимметрии возмущений. Скиновое время для такой трубки заданной толщины, выполненной из нержавеющей стали с удельной проводимостью σ_0 порядка $1.3 \cdot 10^7 \text{ См/м}$, в соответствии с (14), составляет примерно 12 мкс, что соответствует частоте $f \approx 78 \text{ кГц}$. Это обстоятельство существенно ограничивает возможности использования полоидального массива зондов для исследования альфвеновских колебаний, особенно в условиях экспериментов с увеличенным тороидальным магнитным полем. Сигналы зондов полоидального массива оцифровываются с частотой 1 МГц.

Для определения поляризации регистрируемого излучения, во время одного из очередных вскрытий, был установлен трехкоординатный зонд, представляющий собой три магнитных катушки, ориентированных в пространстве таким образом, чтобы регистрировать тороидальную,

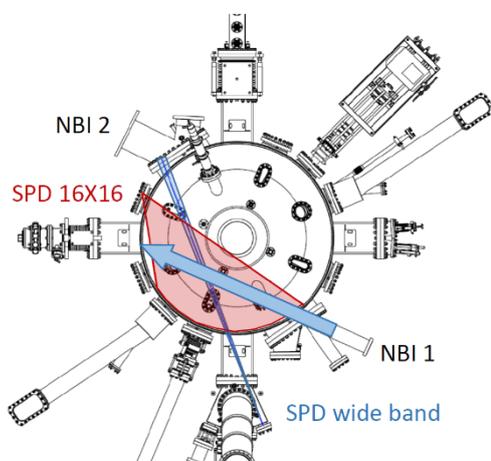
вертикальную и радиальную компоненту магнитного потока. Катушки трехкоординатного массива по своей форме и параметрам аналогичны зондам тороидального массива, и установлены внутри нижней тороидальной диафрагмы также, как и зонды тороидального массива. Сигналы обмоток трехкоординатного зонда также оцифровываются с частотой 1 МГц.

В состав диагностического комплекса установки Глобус-М2 входят (см. Рис. 13) два анализатора атомов перезарядки (NPA): ACORD-12 и ACORD-24M [52] производства ФТИ им. Иоффе. Оба анализатора предназначены для регистрации как атомов водорода, так и дейтерия и имеют временное разрешение 100 мкс. Сигналы анализаторов оцифровываются с частотой 1 МГц. В качестве детекторов частиц в каналах используются вторично-электронные умножители канального типа. Анализатор ACORD-12 имеет 6 спектральных каналов для регистрации атомов водорода, регулируемых в диапазоне энергий 250 эВ – 30 кэВ, и шесть каналов для регистрации атомов дейтерия в диапазоне 400 эВ – 20 кэВ. Анализатор установлен в экваториальной плоскости нормально к центральному столбу и применяется для изучения энергетических спектров надтепловых ионов с большими питч-углами (как правило возникающих при радиочастотном нагреве) или для измерения ионной температуры. В свою очередь, ACORD-24M имеет по 12 каналов для регистрации атомов водорода, и дейтерия, регулируемых в диапазоне 250 эВ – 35 кэВ. Этот анализатор установлен тангенциально к окружности с прицельным параметром 30 см – таким же, как и для инжектора NBI 1 (18 – 30 кэВ Рис. 7) перпендикулярно оси инжекции, и применяется для изучения энергетических спектров быстрых ионов с большими продольными скоростями, возникающих в процессе нейтральной инжекции [75]. Для анализатора ACORD-24M предусмотрена возможность сканирования в вертикальном направлении в диапазоне углов от -10° до $+10^\circ$. Для анализатора ACORD-12 предусмотрена возможность сканирования по питч-углам [52]. При изучении режимов с альфвеновскими модами применяется анализатор

ACORD-24M применяется для наблюдения потерь быстрых ионов (переноса частиц из фазового объема наблюдения). Основные результаты по наблюдению потерь быстрых частиц по данным NPA на токамаке Глобус-М2 представлены в работах [A1, A4, 76].

В моменты регистрации ТАЕ магнитными зондами также наблюдался отклик на сигналах болометров, относящихся к диагностике радиационных потерь. Кратковременное увеличение сигнала во время вспышек ТАЕ наблюдалось на датчике SPD wide band, который представляет собой отдельный SPD-фотодиод, не перекрытый фильтрами. Датчик установлен в экваториальной плоскости, а его линия наблюдения имеет угол расхождения 2° , и направлена вслед направлению нейтральной инжекции [77] (Рис. 9а). Также когерентные сигналы во время вспышек ТАЕ наблюдались в отдельных каналах матрицы радиационных потерь, преимущественно в нижней периферийной области.

а



б

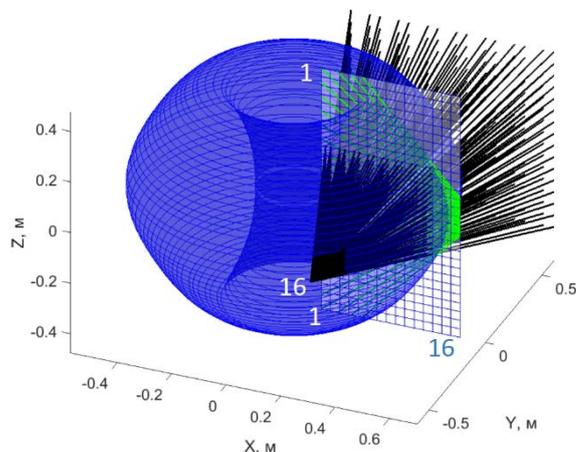


Рисунок 9 а – расположение элементов диагностики радиационных потерь, на которых регистрировался отклик на отдельные вспышки ТАЕ, и их линии обзора. б – геометрия матрицы SPD-фотодиодов [Ссылка?].

Матрица радиационных потерь состоит из 256 аналогичных SPD-фотодиодов (16 строк и 16 столбцов) и является частью диагностики пространственного распределения радиационных потерь [72]. Частота оцифровки в каналах матрицы достигает 1 МГц, что позволяет регистрировать когерентные сигналы на частоте альфвеновской моды.

Область обзора матрицы практически полностью перекрывает полоидальное сечение токамака (Рис. 9b), а линия обзора направлена навстречу оси нейтральной инжекции (Рис. 9a).

Для определения пространственной локализации (профиля) альфвеновских мод (и других возмущений) на токамаке Глобус-М2 используется рефлектометр доплеровского обратного рассеяния (ДОР) [64], установленный в экваториальной плоскости со стороны слабого магнитного поля. Для зондирования используется излучение обыкновенной моды на фиксированных частотах, соответствующим различным положениям отсечки. Для одновременной регистрации амплитуды и фазы рассеянного излучения используется квадратурное I-Q детектирование [78]. Используются четырехчастотная [64] (20, 29, 39 и 48 ГГц), для зондирования на периферии, а также недавно была введена работу 6-частотная схема (50, 55, 60, 65, 70, 75 ГГц) для зондирования центральных областей плазменного объема [A5].

2.4 Эксперименты по наблюдению альфвеновских мод на токамаке Глобус-М2 (Глава 4)

2.4.1 Торoidalные альфвеновские моды

Торoidalные альфвеновские моды (ТАЕ) в течение продолжительного времени наблюдаются в разрядах токамака Глобус-М [79, 80] и Глобус-М2 [76] в разрядах с нейтральной инжекцией ($E_{NBI} \approx 28$ кэВ, $P_{beam} \approx 0.75$ МВт) дейтериевого или водородного пучка в дейтериевую плазму [80], как на стадии роста тока, так и на стадии плато. Диапазон параметров разряда в режимах с ТАЕ оказался достаточно широким: среднечордовая концентрация $\langle n_e \rangle < 10^{20} \text{ м}^{-3}$, $I_p = 180 - 400$ кА, $B_T = 0.4 - 0.8$ Тл. В токамаке Глобус-М и торoidalные моды развиваются согласно модели хищник-жертва [79]: быстрые частицы, появляющиеся вследствие перезарядки нейтралов пучка на тепловых ионах, вступают в резонанс с альфвеновской модой, что приводит к

стремительному росту ее амплитуды за короткий промежуток времени, что одновременно приводит к перераспределению фракции быстрых частиц в фазовом пространстве и, в свою очередь, к диссипации возмущения. Вследствие этого, ТАЕ наблюдаются в виде коротких ($\sim 0.1 - 0.2$ мс) вспышек, следующих друг за другом (Рис.10).

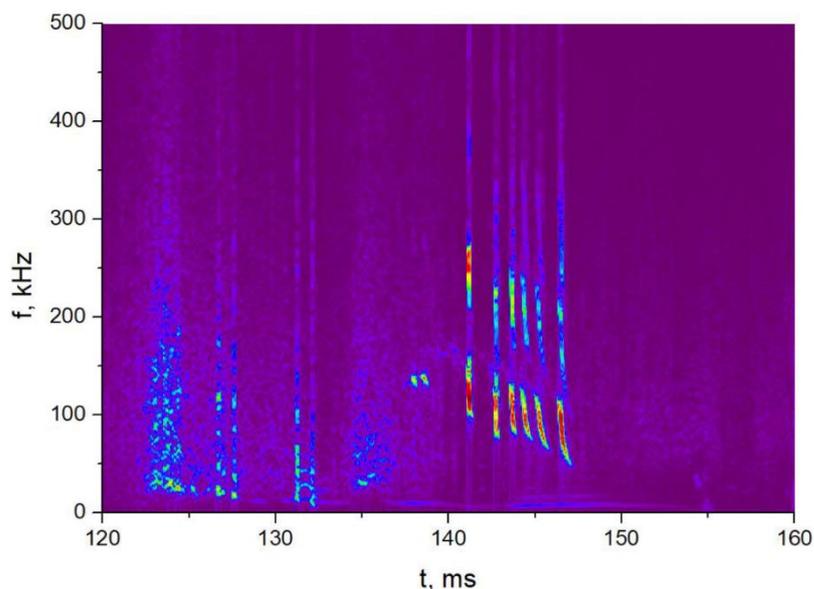


Рисунок 10. Спектрограмма магнитного зонда в разряде с ТАЕ. Глобус-М, разряд #37001 (0.5 T, 200 kA)

Вспышки ТАЕ возникают в диапазоне 100 – 300 кГц на частотах одной или нескольких гармоник. Частоты, измеряемые при помощи магнитных зондов, находятся в хорошем соответствии выражению для частоты ТАЕ (7) [79]. При помощи тороидального и полоидального массивов магнитных зондов были определены номера мод, развивающихся в эксперименте: в тороидальном направлении всегда регистрируется $n = 1$, а так же в некоторых случаях возникает гармоника $n = 2$ и более высокие гармоники. При этом, увеличение числа тороидальных зондов с четырех до восьми позволило однозначно установить, что в тороидальном обходе всегда развивается структура в виде стоячей волны. В экспериментах с невысоким магнитным полем 0.4 и 0.5 Тл, в которых электромагнитное излучение на частоте альфвеновской волны способно проникать к зондам полоидального

массива, были определены полоидальные номера мод. Оказалось, что как правило возникают структуры в виде бегущих волн с номерами $m = 2, 3$ (Рис. 11). Пространственная структура, наблюдаемая в эксперименте хорошо соответствует представлению о формировании тороидальной моды: волновые структуры с (n, m) и $(n, m + 1)$ распространяются в противоположных направлениях, а их частотные ветви $\omega(r)$ перезамыкаются в торе, формируя частотный зазор. Таким образом, в полоидальном направлении наблюдается суперпозиция гармоник m и $m + 1$, а в тороидальном направлении стоячая волна с фиксированным номером n . Наблюдение нескольких тороидальных гармоник одновременно соответствует распространению ТАЕ в разных областях пространства.

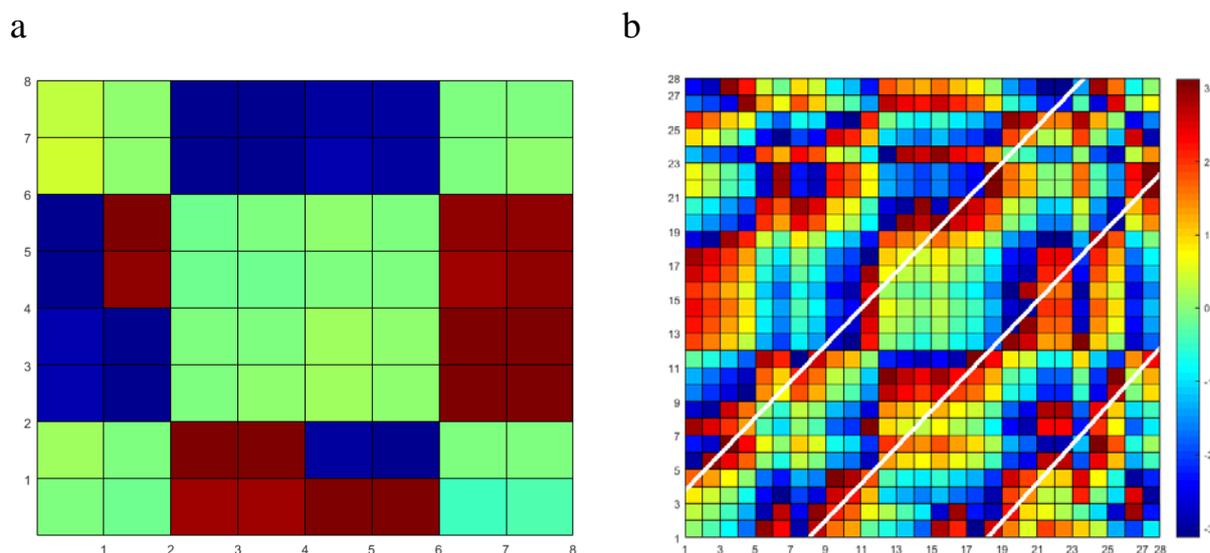


Рисунок 11. Пространственная структура ТАЕ в токамаке Глобус-М ($M2$), полученная при помощи метода кросс-фаз. *a* – Структура в виде стоячей волны с $n = 1$ в тороидальном обходе токамака Глобус-М2. Разряд #40383, 138,4 мс. *b* – мода $m = 3$ в полоидальном сечении токамака Глобус-М. Разряд #36980, 140,3 мс. Белыми полосами на матрице кросс-фаз отмечены полосы равной фазы, на цветовой шкале отмечен сдвиг фазы от $-\pi$ (синий) до π (красный) [A2].

Отдельные вспышки ТАЕ обладают выраженной нелинейной динамикой частоты (Рис. 10), характерной для ЕРМ [30], что вместе с тем фактом, что ТАЕ не наблюдаются в разрядах без нейтральной инжекции, то есть источника быстрых частиц, свидетельствует о том, что вероятнее всего на

токамаке Глобус-М (М2) возникают так называемые «пучковые моды», или ТAE-type EPM.

Для определения пространственного распределения амплитуды электрического поля, создаваемого ТAE, в токамаке Глобус-М (М2) применялось зондирование плазмы микроволновым излучением при помощи рефлектометра доплеровского обратного рассеяния (ДОР) [64, 76]. Изначально применялась четырехчастотная схема [64], что позволяло зондировать плазму до глубины, приблизительно соответствующую 0.7 малого радиуса, однако этого оказалось достаточно для определения пространственной локализации. Мода оказалась локализована на периферии, при достаточно широком контуре распределения, при этом моды, соответствующие различным номерам n , как и ожидалось, имеют различное положение максимума распределения электрического (и магнитного) поля волны.

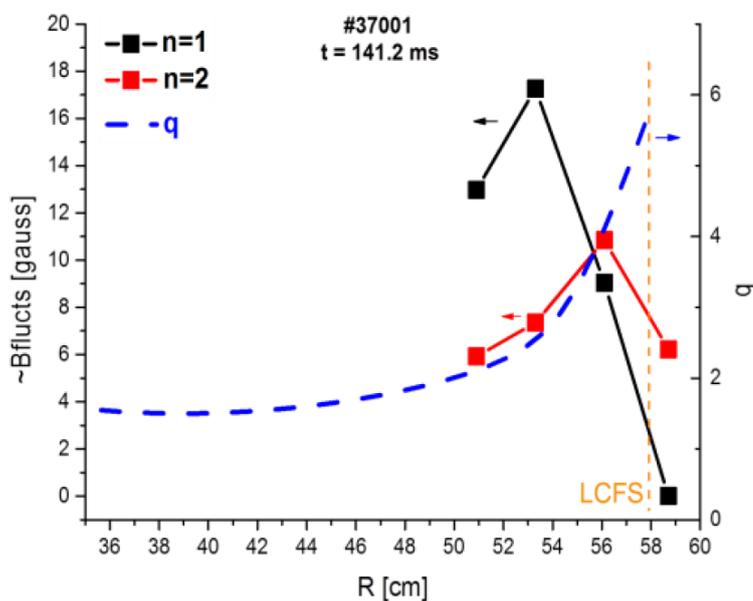


Рисунок 12. амплитуда возмущений магнитного поля ТAE с $n = 1$ и $n = 2$, измеренная при помощи рефлектометра ДОР в четырех пространственных точках. Синей пунктирной линией обозначен профиль коэффициента запаса устойчивости, желтой вертикальной линией обозначен радиус последней замкнутой магнитной поверхности. Разряд #37001, 141.2 мс [76].

Периферийная локализация моды, в частности, может объяснять высокий уровень потерь быстрых ионов и снижение нейтронного выхода (до 25%) в токамаке Глобус-М, так как для резонансных частиц, пересекающих область локализации моды больше вероятность быть перемещенными на орбиты, пересекающие стенку [76].

Также измеренные в эксперименте частоты ТАЕ и пространственная локализация с результатами моделирования альфвеновского континуума и собственных частот ТАЕ при помощи равновесных кодов KINX и SAHE на основании данных о профилях электронной концентрации и температуры, а также магнитного равновесия [76, 81, 82]. Полученные в результате расчета собственные частоты для мод с $n = 1$ и $m = 2, 3$ находятся в удовлетворительном соответствии с наблюдаемыми в эксперименте, однако отмечается существенная зависимость результата расчетов от граничных условий [76].

В моменты возникновения ТАЕ на сигналах магнитных зондов, на сигналах корпускулярных диагностик также наблюдался отклик в виде кратковременных просадок, или, наоборот, подъема уровня сигнала. Отклик на вспышки ТАЕ наблюдался на сигналах нейтронных детекторов, NPA, а также болометров диагностики радиационных потерь. Наблюдение отклика на сигналах корпускулярных диагностик может свидетельствовать о потерях резонансных частиц, как это наблюдалось на других установках. Например, по данным нейтронных детекторов, снижение нейтронного выхода на Токамаке Глобус-М во время ТАЕ составляло до 25% [79]. В экспериментах по изучению потерь в режимах ТАЕ также использовался анализатор атомов перезарядки NPA ACORD-24M. Анализатор ориентирован тангенциально к оси нейтральной инжекции, и изначально его линия наблюдения была установлена под углом 0° , что позволяло регистрировать поток быстрых частиц из экваториальной области. При таком положении NPA, в канале, настроенном на регистрацию частиц с энергией близкой к энергии инжектируемого пучка (28.5 ± 1.5 кэВ), а также в соседних энергетических

каналах, наблюдалось кратковременное снижения уровня сигнала (Рис.13), возникающее одновременно со вспышками ТАЕ на магнитном зонде. Такие просадки сигнала NPA свидетельствуют об уходе частиц из наблюдаемой области как вследствие перераспределения в физическом пространстве, включая окончательные потери, так и в пространстве скоростей – ускорение или замедление. Снижение потока нейтралов на анализатор из экваториальной плоскости в канале с энергией, близкой к энергии нейтральной инжекции, составляло до 80% [79].

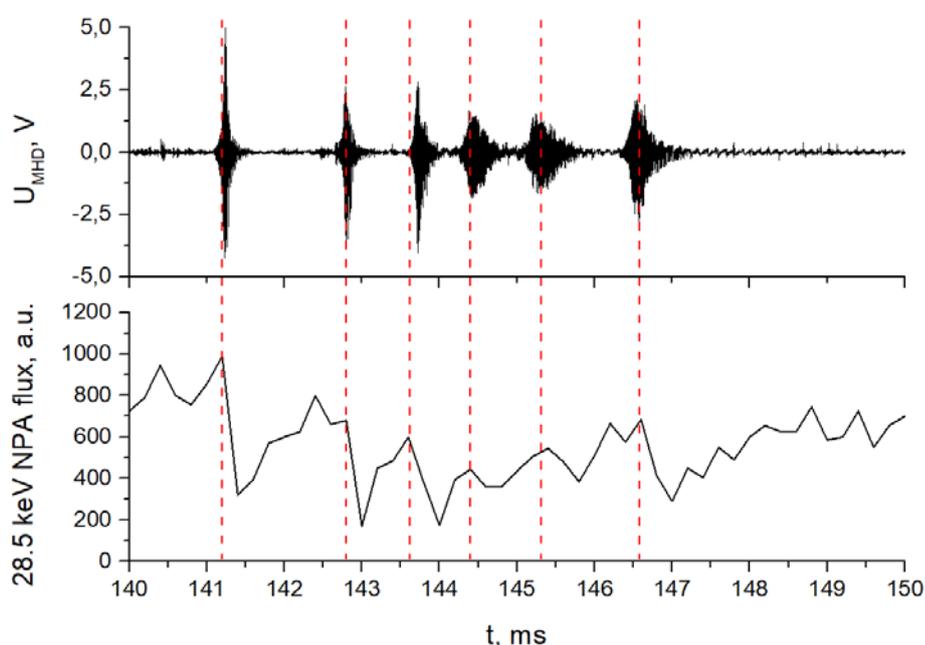


Рисунок 13. Сигнал магнитного зонда (сверху) и сигнал NPA в канале, настроенном на регистрацию энергию 28.5 кэВ (снизу). Во время возникновения ТАЕ на магнитном зонде, на сигнале NPA наблюдается отклик в виде кратковременных просадок.

Была обнаружена корреляция между величиной просадки сигнала в канале анализатора 28.5 кэВ и амплитудой магнитного поля, измеренной зондом, при этом, одинаковые амплитуды возмущений приводили к различному уровню снижения сигнала анализатора в разрядах с различными значениями магнитного поля и тока по плазме (Рисунок 14). Наблюдалось увеличение просадок сигнала NPA с увеличением амплитуды ТАЕ, и снижение с ростом магнитного поля и тока [76, А4, А9]. Снижение величины просадок сигнала с увеличением магнитного поля может быть объяснено уменьшением ларморовских радиусов быстрых ионов, а зависимость от тока

по плазме – смещением дрейфовых центров орбит пролетных ионов вдоль большого радиуса. Для классических токамаков, как это было описано в *разделе 2.1*, зависимость окончательных потерь от амплитуды определяется следующими типами транспорта: конвективным, переносом на орбиты потерь, диффузионным, и лавинным. Для первого и второго из этих механизмов предсказывается линейная зависимость уровня потерь быстрых частиц от амплитуды моды, для диффузионного механизма зависимость от амплитуды предполагается квадратичной. Потери при альфвеновских лавинах в настоящей работе были исключены из рассмотрения.

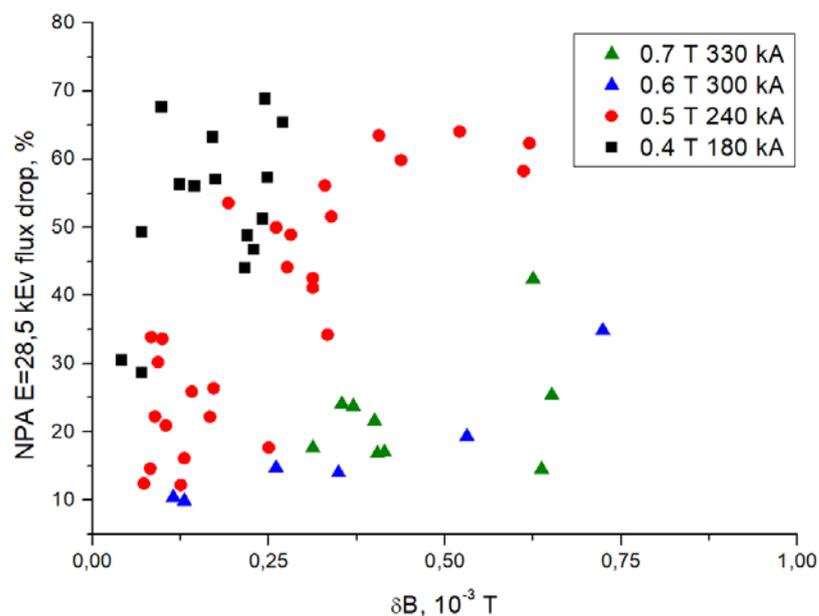


Рисунок 14 Снижение уровня сигнала NPA в канале, настроенном на регистрацию частиц с энергией близкой к энергии инжекции нейтрального пучка в зависимости от амплитуды TAE при различных параметрах разряда [A4].

Был проведен анализ имеющихся данных о потоках нейтралей на анализатор. Изначально регрессионная зависимость величины снижения сигнала анализатора во время отдельных TAE определялась в виде степенной функции трех переменных $dN/N = C \cdot \delta B^\alpha \cdot B_0^\beta \cdot I_p^\gamma$, где C – неизвестная постоянная, α , β и γ – искомые показатели степеней. Величина провала в потоке нейтралей на анализатор $dN/N = (N_1 - N_2)/N_1$, где N_1 и N_2 – число отсчетов анализатора до и после просадки сигнала соответственно. Далее

методом наименьших квадратов определены неизвестные коэффициенты ошибки их определения как элементы матрицы ковариаций. В работе [A1] регрессия приводится в искомом виде. Представление о параметрах регрессии как о независимых величинах, однако не является в точности верным, поскольку между ними присутствует значительная корреляция. Вследствие этого степени в регрессии определяются с большой ошибкой. Так как обычно в целях сохранения МГД-устойчивости разряда магнитное поле и ток по плазме изменялись пропорционально, с сохранением величины q , то корреляция между ними оказалась достаточно большой $\rho_{\beta\gamma} = 0.51$. Коэффициенты корреляции между всеми величинами приводятся в работе [A9]. Это обстоятельство не позволяет искать зависимость в указанном виде, поэтому для дальнейшего анализа использовалось произведение $B_0 I_p$. Для оценки амплитуды возмущения использовался безразмерный параметр $\delta B/B_0$. Результирующая регрессионная зависимость искалась в виде $dN/N = C(\delta B/B_0)^\alpha (B_0 I_p)^\beta$. Для учета неравноточности отдельных измерений NPA вводились весовые коэффициенты, определяющиеся из их погрешности.

$$\frac{dN}{N} = 1.35 \cdot 10^3 \left(\frac{\delta B}{B_0}\right)^{0.51 \pm 0.15} \cdot [B_0 I_p]^{-0.94 \pm 0.27} \quad (15)$$

Указанные в показателях степеней ошибки соответствуют доверительному интервалу с заданным значением 3σ . Графически полученная регрессия представлена на Рис. 15. Большой разброс экспериментальных точек может быть объяснен наличием скрытых параметров, а также зависимостью числа потерянных частиц во время отдельной вспышки ТАЕ от количества частиц, потерянных во время предшествующих вспышек ТАЕ, и других событий, приводивших к потерям. Одним из главных недостатков полученной регрессии является то, что входящие в нее физические величины входят в виде составных параметров, а не являются независимыми переменными. В работе [A9] предлагается возможный вариант косвенного разделения переменных на основании того,

что корреляция между амплитудой δB и магнитным полем сравнительно невелика $\rho = 0.25$, и возможно разделить первый составной параметр $\delta B/B_0$ при фиксированном значении второго параметра, и аналогичным образом получить регрессионную зависимость от неприведенной величины δB . Приведенное в [A9] разделение параметров показывает более сильную зависимость от амплитуды моды при несущественной зависимости от магнитного поля. При этом следует учитывать, что и изменение магнитного поля от 0.4 до 0.8 Тл невелико по сравнению с изменением амплитуды.

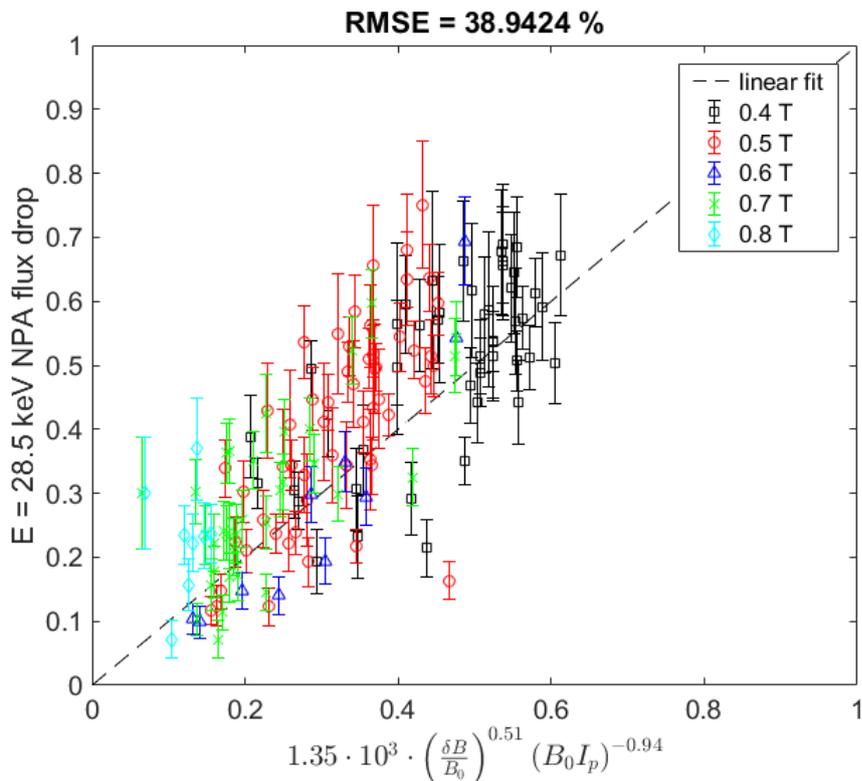


Рисунок 15 Линейная регрессия для снижения уровня сигнала NPA во время ТАЕ от приведенной амплитуды ТАЕ и произведения тока по плазме на магнитное поле.

Тем не менее, если зависимость от магнитного поля является более слабой, чем от тока по плазме I_p , тогда, степень -0.94 , в которой величина $B_0 I_p$ входит в выражение (15), несмотря на то, что разделение величин B_0 и I_p напрямую оказалось затруднительно, определяется смещением траектории пролетных частиц вдоль большого радиуса. Смещение траектории пролетной частицы от магнитной поверхности (в дрейфовом приближении) можно оценить как $d = R - R_c \sim \rho q c_i \sim 1/I_p$, где R – положение центра орбиты

пролетной частицы по большому радиусу, R_c – радиус магнитной поверхности, где произошла ионизация, ρ_{ci} – ионный ларморовский радиус, $q = q_{cyl}$ – коэффициент запаса устойчивости в цилиндрическом приближении. Обратная пропорциональная зависимость от тока качественно объясняет снижение уровня потерь в токамаке Глобус-М2 с увеличенным магнитным полем и током, по сравнению с установкой Глобус-М, и дает возможность предположить, что доминирующим механизмом потерь является перенос на орбиты, где частицы не удерживаются. Тем не менее, поскольку величина ларморовского радиуса быстрых (с энергией порядка E_{NBI}) ионов достаточно велика [83], пренебречь зависимостью от магнитного поля вряд ли представляется возможным.

Полученная (15) зависимость от амплитуды ТАЕ $\sim \delta B^{0.51}$, однако, не объясняется ни одним из известных механизмов потерь. Наиболее вероятно, это объясняется тем, что в рассмотренной геометрии наблюдения анализатор регистрирует только уход частиц из фазового объема, то есть их перераспределение, а не окончательные потери. Для подтверждения этого предположения было применено сканирование анализатором АКОРД-24М по вертикали [А3]. При изменении наклона анализатора оказалось, что, начиная с определенного угла, просадки (Рис. 13) в потоке на анализатор сменяются на подъемы (Рис. 16) уровня сигнала во время регистрации ТАЕ.

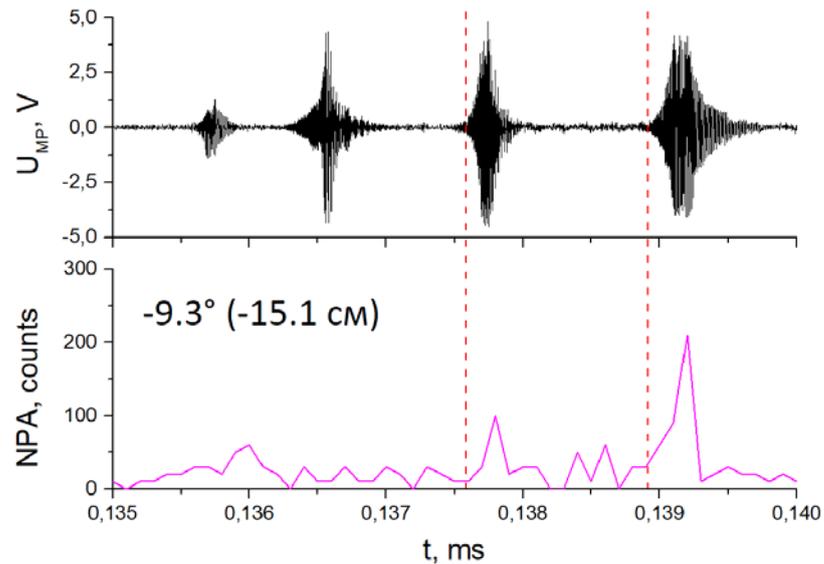


Рисунок 16 Сигнал магнитного зонда (сверху), и сигнал в канале анализатора, с энергией порядка E_{NB1} (снизу), при угле наклона анализатора -9.3°

В отсутствии альфвеновских мод поток нейтралов на анализатор практически отсутствует, поскольку орбиты частиц с энергией порядка 28 кэВ через область наблюдения анализатора не проходят. Однако, во время появления ТАЕ, такие частицы могут попадать в наблюдаемую область посредством какого-либо из ранее перечисленных механизмов транспорта. При этом, длительность наблюдаемого подъема сигнала в канале анализатора порядка длительности моды, что означает, что частицы с данной энергией в этой области существуют только пока есть их приток за счет переноса в поле альфвеновской волны. В отсутствии моды быстрые частицы из этой области теряются, поэтому по наблюдению подъемов уровня сигнала можно судить об окончательных потерях быстрых частиц, а не только об их перераспределении в пространстве. При сравнении величины пиков на сигнале анализатора в разных разрядах важным условием является сохранение полного числа быстрых частиц с данной энергией. Если при наблюдении просадок в сигнале, наблюдавшихся ранее при обзоре в экваториальной области токамака (Рис. 16) отсчет величины просадки проводился относительно начального (до появления ТАЕ) уровня сигнала, то при наблюдении пиков (подъемов) относительное сравнение разрядов с различными условиями оказывается затруднительным.

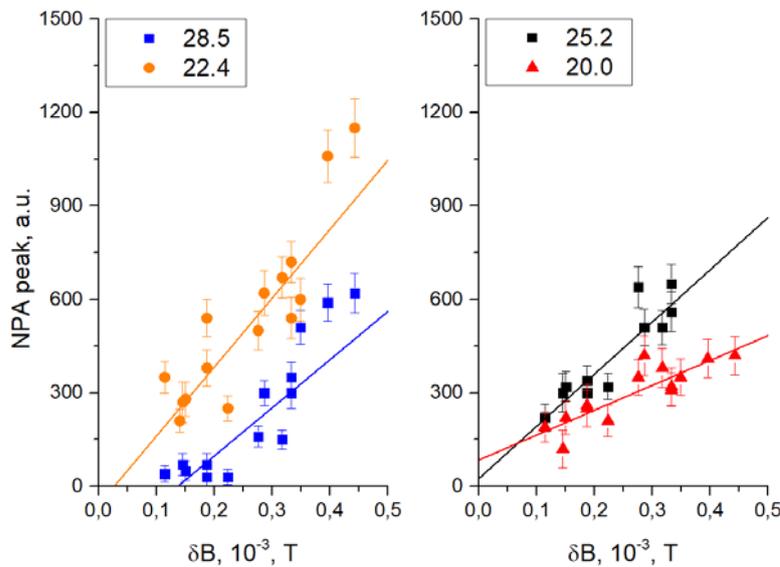


Рисунок 17 Зависимость величины пиков на сигнале анализатора при угле наклона анализатора -9.3° от амплитуды ТАЕ по сигналу магнитного зонда в серии экспериментов с 0.5 Тл, 200 кА.

На Рисунке 17 приводятся зависимости величины пиков в четырех каналах анализатора, соответствующих энергиям, близким к энергии нейтральной инжекции, от амплитуды моды. Транспорт частиц в результате взаимодействия в альфвеновской волной наблюдается не только для выделенной энергии 28.5 кэВ, но и для близких энергий ввиду того, что область резонанса в пространстве скоростей достаточно широкая. В отличие от экспериментов с обзором экваториальной области токамака, где наблюдалась коренная зависимость от амплитуды, здесь характер зависимости линейный, что может соответствовать конвективному переносу в фазе с волной, либо переносу на орбиты потерь. Также на Рис. 17 наблюдается пороговый характер зависимости, что наиболее заметно для энергии 28.5 кэВ, где аппроксимирующая прямая не проходит через ноль, а к потерям приводят только возмущения с амплитудой не менее 1 Гс.

Для подтверждения результатов, полученных при помощи диагностики НРА, были привлечены данные диагностики радиационных потерь: широкополосного обзорного болометра и матрицы SPD-фотодиодов. На сигнале широкополосного болометра (Рис. 9а) наблюдались пики, возникающие в момент появления ТАЕ (Рис. 18а).

а

б

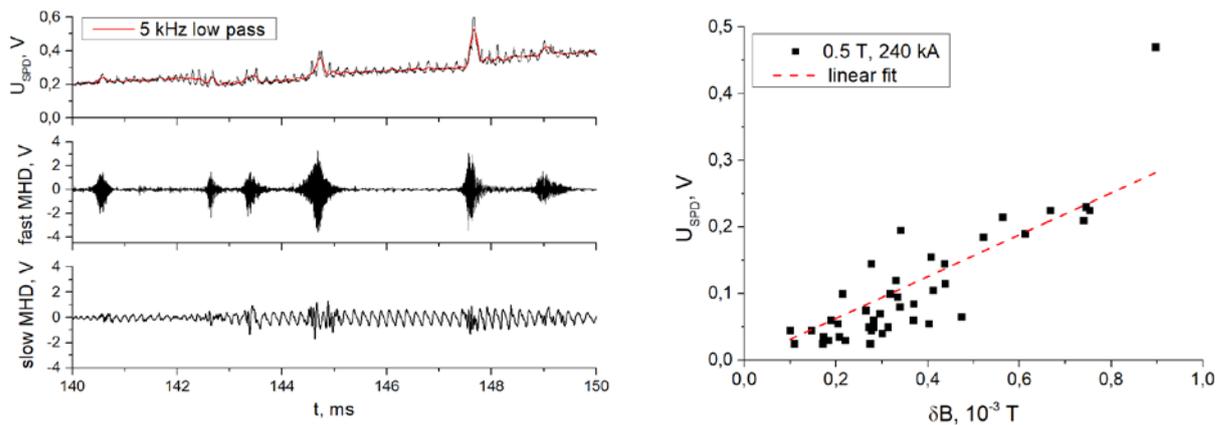


Рисунок 18 а – сверху вниз: сигнал широкополосного болометра, сигнал быстрого магнитного зонда и сигнал медленного магнитного зонда. Разряд #36993 (0.5 Тл, 240 кА). б – зависимость величины пиков на сигнале болометра от амплитуды ТАЕ, измеренной по магнитному зонду, для группы разрядов с полем 0.5 Тл и током по плазме порядка 240 кА.

Наблюдение пиков на сигнале болометра может означать как увеличение потока нейтральных частиц, так и увеличение уровня эмиссии излучения, как в рентгеновском, так и в оптическом диапазоне. Тот факт, что на сигналах датчиков мягкого рентгена и болометров, регистрирующих излучение в оптическом диапазоне, установленных в непосредственной близости от широкополосного болометра, отклика на отдельные вспышки ТАЕ обнаружено не было, свидетельствует о том, что во время ТАЕ широкополосный болометр регистрировал именно увеличение потока нейтральных частиц. На Рис. 18а (верхний блок) показан сигнал широкополосного болометра, в котором присутствует когерентная с сигналом медленного зонда составляющая (нижний блок). Для дальнейшего анализа к сигналу болометра применялась цифровая фильтрация при помощи фильтра нижних частот, что, однако, не накладывает никаких ограничений на наблюдение как когерентной, так и диффузионной составляющих сигнала. Результирующая зависимость величины пиков на сигнале широкополосного болометра от амплитуды ТАЕ, измеренной при помощи магнитного зонда, для наиболее многочисленной группы точек (0.5 Тл, 240 кА) представлена на Рис 18б. Зависимость имеет линейный характер в большом диапазоне амплитуд возмущения, однако имеет существенный недостаток, выраженный в том, что для выбранных разрядов сохранились только магнитное поле и ток

по плазме, тогда как другие параметры, влияющие на число быстрых частиц, прежде всего концентрация, не фиксировались.

Отклик на вспышки тороидальных мод наблюдался на сигналах различных каналов матрицы радиационных потерь, и, поскольку частота оцифровки (до 1 МГц) и быстродействие тракта обработки сигналов матрицы позволяют наблюдать частоты порядка частоты ТАЕ, оказалось возможным установить зависимость величины когерентного сигнала от амплитуды ТАЕ в течении одной вспышки, то есть при практически неизменных условиях. Для этого из сигнала выделялась высокочастотная составляющая, огибающая которой строилась от огибающей сигнала быстрого магнитного зонда (Рис. 19).

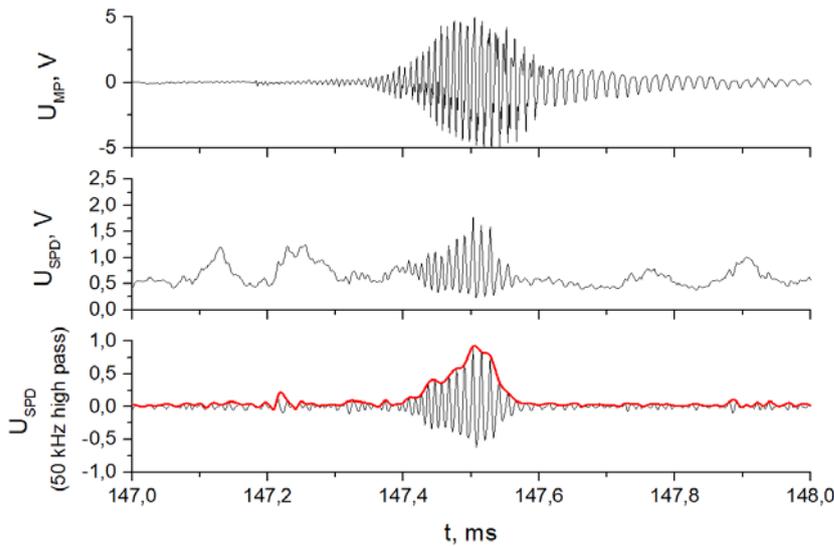


Рисунок 19 сверху вниз: сигнал быстрого магнитного зонда во время вспышки ТАЕ, сигнал в канале матрицы с наибольшим уровнем сигнала, высокочастотная составляющая сигнала матрицы и ее огибающая. Глобус-М, разряд #36988.

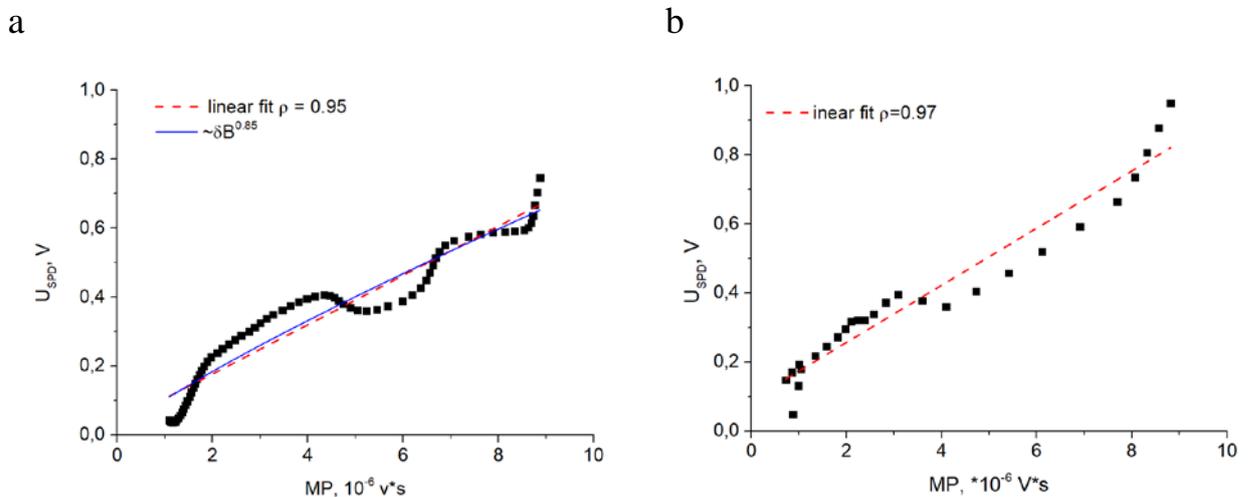


Рисунок 20 Зависимость величины сигнала в канале матрицы SPD-фотодиодов с

наибольшим уровнем сигнала от величины сигнала магнитного зонда в течение одной вспышки ТАЕ. а – разряд #36988 147.5 мс. b – разряд #36991, 144.6 мс.

Эта процедура не позволяет определить зависимость уровня сигнала для некогерентной составляющей. Для высокочастотной (когерентной сигналу магнитного зонда) составляющей сигнала был установлен линейный (Рис. 20) характер зависимости от амплитуды, что может соответствовать двум возможным механизмам транспорта, приводящим к потерям: конвективном – за счет дрейфа в фазе с альфвеновской волной или переносу на орбиты, где резонансные частицы уже не удерживаются.

2.4.2 Альфвеновские каскады

Помимо тороидальных альфвеновских мод, на токамаке Глобус-М2 регистрировали и другие типы альфвеновских неустойчивостей. В экспериментах с нейтральной инжекцией (28 кэВ, 0.85 МВт) на стадии подъема тока при величине магнитного поля 0.7 Т были обнаружены [А1, А6, А7] моды на обращенном шире магнитного поля (RSAE) или, иначе, альфвеновские каскады (АС). Альфвеновские каскады, которые достаточно часто наблюдаются [17, 38] как на классических токамаках с большим аспектным отношением, таких как JET [38], так и на сферических, например, NSTX [25, 26], на токамаке Глобус-М они ранее не наблюдались. Наблюдение RSAE стало возможным во-первых благодаря увеличению магнитного поля, поскольку необходимым условием возникновения альфвеновских каскадов являются низкие значения β [26] которых не удавалось достичь в разрядах с нейтральной инжекцией при низких полях 0.3 – 0.5 Тл в токамаке Глобус-М. При увеличении тороидального магнитного поля до 0.6 – 0.8 Тл в токамаке Глобус-М2 стало возможным получить разряды с более низкими значениями β , в которых и обнаружились альфвеновские каскады. Во-вторых, увеличение тока по плазме с 0.2 кА в токамаке Глобус-М до 0.3 – 0.4 МА в токамаке Глобус-М2 привело [А1, А3, А8] к улучшению удержания быстрых ионов, образующихся в результате

ионизации нейтрального пучка, которые являются источником энергии для альфвеновской волны.

Так как альфвеновский каскад возникает в области обращения шира магнитного поля $s = r/q \cdot dq/dr < 0$, запас устойчивости q в этой области имеет минимум. Поскольку частота RSAE увеличивается вместе с уменьшением q согласно (9), то измерения магнитных зондов вместе с данными о профилях температуры и концентрации предоставляют возможность [26, 30] прямых измерений минимального значения q_{min} в разрядах, где возникают альфвеновские каскады (*магнитная* или *МГД-спектроскопия*). Сценарий такого разряда показан на Рис. 21: вместе с ростом тока по плазме (первый блок сверху) уменьшается запас устойчивости (второй блок), и, как только включается нейтральная инжекция, за счет энергии ионов пучка начинает развиваться альфвеновская мода (блоки 4, 5) пока q не достигнет единицы и не произойдет срыв магнитной конфигурации в районе 150 мс (блок 3). Изменение величины q_{min} можно предпринять, пользуясь выражением (9). Для этого необходимо знать номера всех мод каскада.

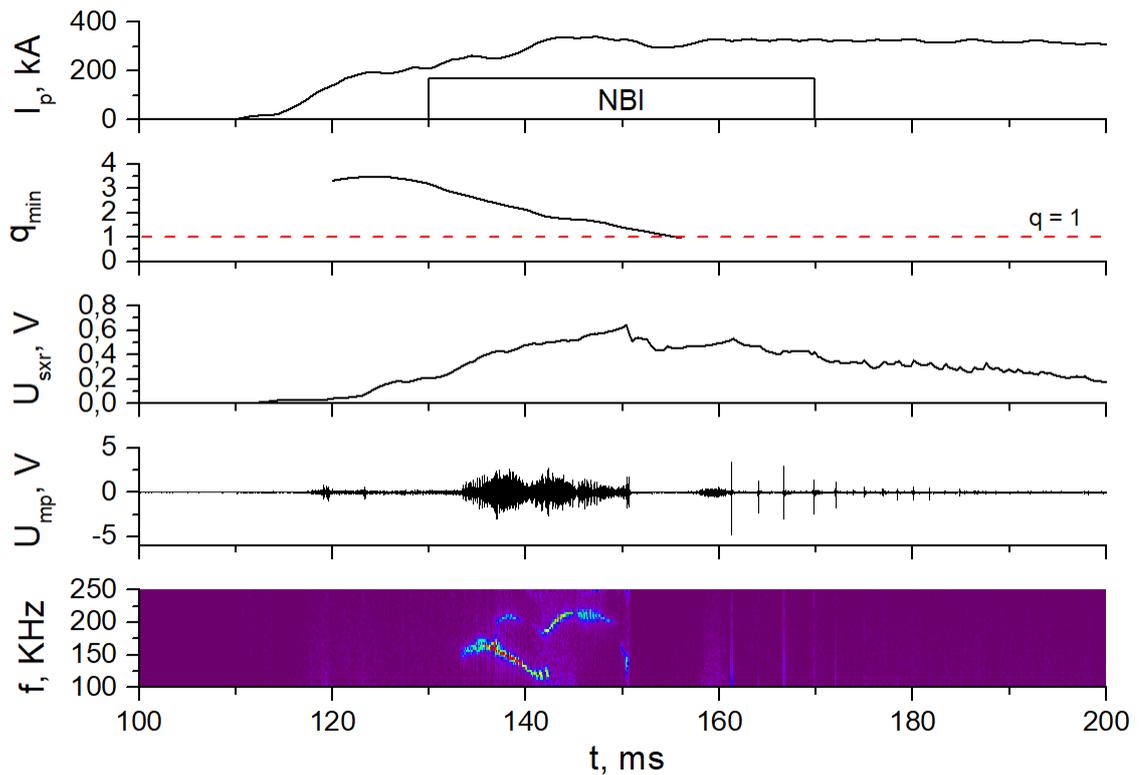


Рисунок 21. Разряд #38035 сверху вниз: ток по плазме, коэффициент запаса устойчивости (ASTRA), сигнал датчика мягкого рентгена, сигнал магнитного зонда, спектрограмма сигнала магнитного зонда.

Если тороидальные номера можно напрямую определить, пользуясь тороидальным массивом магнитных зондов, то полоидальную структуру таким образом определить, как правило, не удастся, так как массив полоидальных зондов установлен в металлических трубках, для которых величина скин-слоя времени для диапазона частот, в котором наблюдаются альфвеновские каскады, превышает период колебания. Для определения полоидальных чисел можно использовать тот факт, что каждая отдельная мода каскада возникает при появлении рациональной поверхности с $q = m/n$, при этом q монотонно уменьшается. На Рис. 14 показан фрагмент спектрограммы магнитного зонда (Рис. 21, нижний блок) в более крупном масштабе. Для моды, возникающей на 132 мс определено $n = 1$, для мод, возникающих на 136 и 142 мс – $n = 2$, и для моды на 146 мс – $m = 3$. При этом на 136 мс одновременно существуют 2 моды: только что появившаяся мода альфвеновского каскада с $n = 2$, и ТАЕ, в которую трансформировалась мода с $n = 1$, возникшая на 132 мс, поэтому минимально возможное

значение q_{min} в этот момент равно двум. Это означает, что последовательно появляются моды каскада $(m, n) = (3,1), (4,2), (3,2), (4,3)$. Можно было бы предположить более высокие значения q_{min} в момент одновременного существования двух мод на 136 мс, однако уже на 150 мс происходит срыв, а значит q_{min} в этот момент близко к единице, чего бы не происходило, если предположить комбинацию мод с более высокими m .

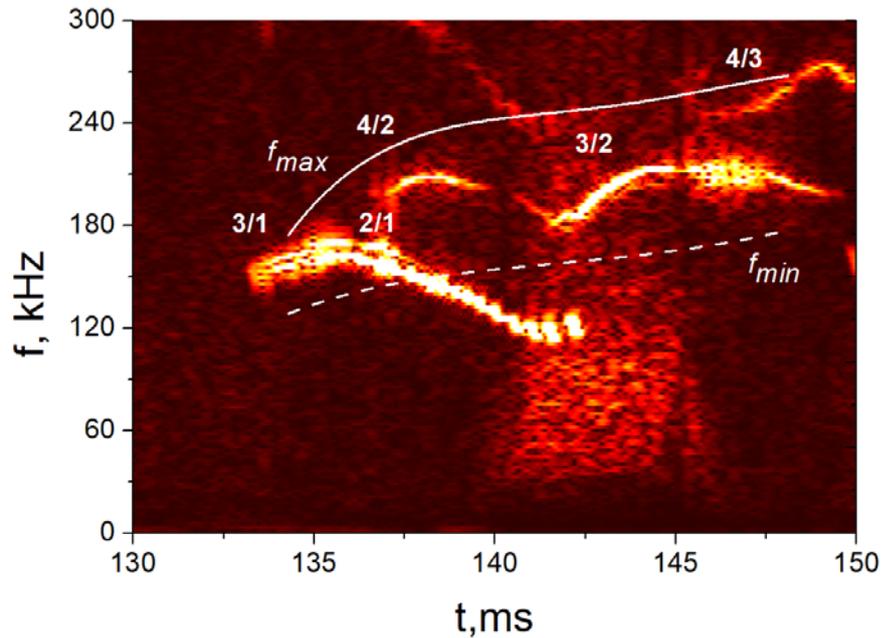


Рисунок 22 Разряд #38035. Спектрограмма сигнала магнитного зонда. Сплошной кривой обозначена верхняя граница частоты каскада – $f_{max}^2 = f_{min}^2 + f_{ТАЕ}^2$, пунктирной линией – нижняя граница $f_{min} = f_{ГАМ}$.

Анализ пространственной структуры мод каскада аналогичен анализу, приведенному в работе [26] проведенной на установке NSTX, за исключением того, что в [26] в выбранный момент времени одновременно существуют моды альфвеновского каскада ($n = 1$ и $n = 2$), тогда как в случае, рассмотренном в настоящем разделе, мода с $n = 1$ является ТАЕ, развившаяся в результате трансформации из моды каскада (3,1). Это, однако, не препятствует аналогичному рассмотрению, поскольку структура ТАЕ определяется полоидальным зацеплением мод с одинаковым n . Спад частоты для моды $n = 1$ на Рис. 22 относится уже к тороидальной моде, в которую трансформируется каскад по достижении частоты ТАЕ, и объясняется ростом

электронной концентрации на начальной стадии разряда, который приводит к снижению альфвеновской скорости.

Далее, пренебрегая в (9) слагаемым $1/q^2$, можно выразить q_{min} через частоту каскада, измеренную магнитным зондом (16). При этом для анализа использовались только линейные участки роста частоты, относящиеся непосредственно к альфвеновскому каскаду.

$$q_{min} = \frac{mV_A}{nV_A + R \sqrt{\omega^2 - \omega_{min}^2}} \quad (16)$$

В выражении (50) $\omega_{min}^2 = 2c_s^2/R^2$, где $c_s^2 = T_e(1 + 7T_i/4T_e)/m_i$ – скорость ионного звука, а T_i и T_e – ионная и электронная температуры. Температура электронов определялась при помощи диагностики томсоновского рассеяния [69], а ионная температура – по данным анализатора атомов перезарядки [71]. Результаты расчета минимального запаса устойчивости из анализа частоты альфвеновских каскадов приведены на Рис. 23, где также приводятся данные о минимальном значении запаса устойчивости в отдельные моменты времени, полученные из нестационарного расчета магнитного равновесия транспортным кодом ASTRA [84]. В качестве входных данных для расчета также использовались профили электронной температуры и концентрации, полученные при помощи диагностики томсоновского рассеяния, а также данные о временной эволюции величины эффективного заряда Z_{eff} , которая на токамаке Глобус-М2 определяется экспериментально, при помощи отдельной оптической диагностики, использующей для определения Z_{eff} спектр тормозного излучения [72]. Ионная температура рассчитывалась на основании неоклассических коэффициентов температуропроводности, и сравнивалась с ионной температурой, измеренной в приосевой области при помощи анализатора атомов перезарядки.

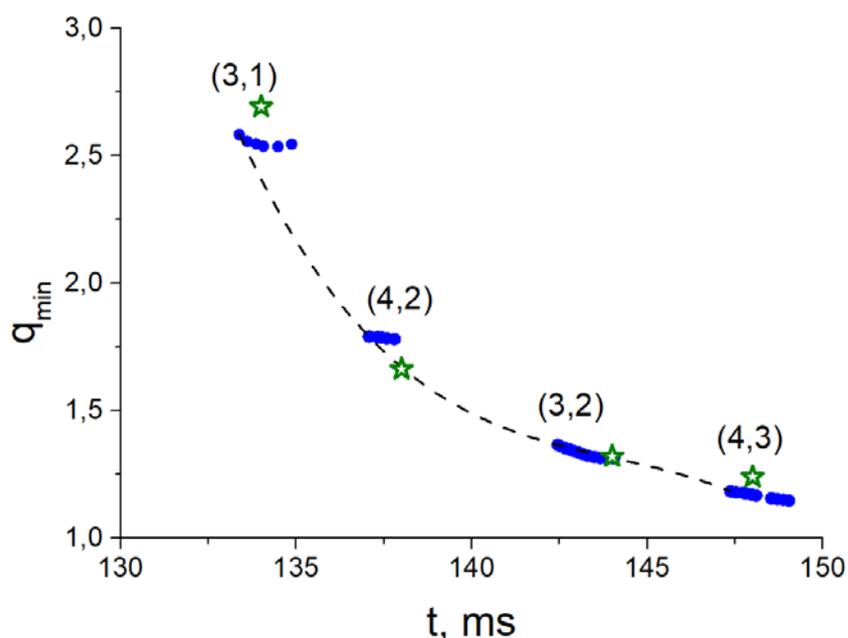


Рисунок 23. Разряд #38035 – эволюция q_{min} в разряде. Круги (синего цвета) – значения q_{min} , полученные методом МГД-спектроскопии, Звезды (зеленого цвета) – запас устойчивости в точке минимума профиля, рассчитанного транспортным кодом ASTRA.

Как видно из Рис. 23 данные магнитной спектроскопии и расчет ASTRA находятся в хорошем согласии друг с другом. Помимо этого, при помощи многоканального рефлектометра доплеровского обратного рассеяния (ДОР) определялось радиальное распределение интенсивности альфвеновской моды [A5]. Для зондирования плазмы применялось излучение О-моды на 5 частотах: 39, 50, 55, 60 и 65 ГГц, соответствующих различным положениям отсечки. На Рис. 24а показан профиль запаса устойчивости, полученный из расчета магнитного равновесия, проведенного при помощи кода ASTRA на 134 мс разряда #38035 и радиальное распределение амплитуды колебаний фазового сдвига рассеянного сигнала, пропорциональное интенсивности альфвеновской моды, для 140 мс разряда #39060.

а

б

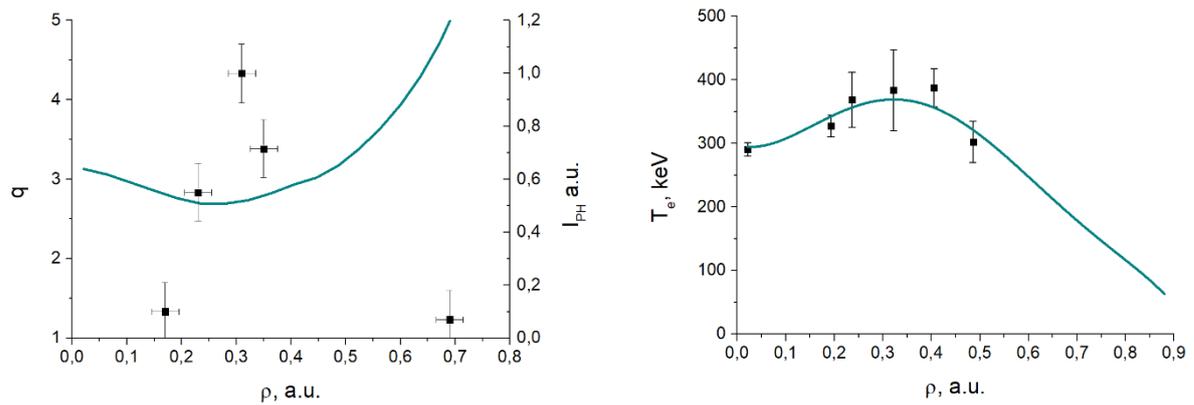


Рисунок 24. *a* – профиль запаса устойчивости в разряде #38035 (сплошная линия – ASTRA) и радиальное распределение интенсивности альфвеновской моды в разряде #39060, измеренное рефлектометром (экспериментальные точки). *b* – профиль электронной температуры в разряде #38035: экспериментальные точки и расчет ASTRA (сплошная линия).

Из-за отсутствия всей полноты экспериментальных данных в каждом из разрядов, были использованы различные, хотя и схожие по основным параметрам разряды. Различные моменты времени выбраны для сравнения в связи с тем, что в разряде #39060 фаза роста тока сдвинута по времени относительно разряда #38035 приблизительно на 10 мс, в связи с этим альфвеновская мода начинает развиваться позже. Поэтому для анализа был выбран момент появления моды $n = 1$. Из Рис. 16 видно, что максимум интенсивности альфвеновской моды приходится на область, в которой производная dq/dr близка к нулю. О формировании обращенного профиля запаса устойчивости, благоприятного для развития RSAE как правило свидетельствует форма профиля электронной температуры с максимальным значением, лежащим не на магнитной оси Рис. 24b.

2.4.3 Высокочастотные альфвеновские моды

В омических разрядах токамака Глобус-М2 на сигналах магнитных зондов были зарегистрированы [A10] периодические (с периодом следования порядка 1 мс – Рис. 25) вспышки квазикогерентных колебаний магнитного поля с частотой в диапазоне 0.8 – 1.8 МГц в режимах с относительно низкой концентрацией $\langle n_e \rangle < 2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, магнитным полем $B_0 = 0,7 - 0,8 \text{ Тл}$ в

широком диапазоне токов по плазме ($I_p = 180 - 400$ кА). Аналогичные сигналы регистрировались и во время экспериментов генерации тока по плазме волнами нижегибридного диапазона частот (2.45 ГГц), однако дальнейший анализ экспериментальных данных показал, что высокочастотные колебания могут появляться независимо от импульса высокочастотного (ВЧ) излучения, а кажущаяся взаимосвязь возникает из-за того, что генерация тока как правило происходит при низкой плотности, когда, по всей видимости, создаются наиболее благоприятные условия для развития этой неустойчивости. Обнаруженные колебания при большей частоте имеют значительно меньшую амплитуду, чем, например, амплитуды тороидальных мод (ТАЕ) или мод на обращенном шире магнитного поля (RSAE), которая как правило не превосходит величину 10^{-4} Тл, и возникают в результате распространения в плазме альфвеновской волны с дисперсионным соотношением (2). Об альфвеновской природе неустойчивости свидетельствует хорошее соответствие (коэффициент корреляции Пирсона $\rho = 90\%$) измеренной магнитным зондом частоты скейлингу $f_A \sim B_0^1 \cdot \langle n_e \rangle^{-0.5}$, где B_0 – поле на магнитной оси, а $\langle n_e \rangle$ – среднечордовая концентрация электронов, измеренная вдоль вертикальной хорды, проходящей на радиусе $R = 42$ см. Зависимость частоты от альфвеновской скорости представлена на Рис. 26. Также определялась пространственная структура регистрируемого излучения. Тороидальное число n определялось при помощи массива из восьми тороидальных зондов. Пространственный спектр тороидальных гармоник возмущения определялся при помощи разложения Фурье. Это является оправданным применительно к сигналам зондов тороидального массива, так как в отличие от полоидального сечения плазменного шнура (для него характерна существенная асимметрия по полоидальному углу, порождающая при разложении возмущения в классе гармонических функций паразитные гармоники [48] для тороидального сечения характерна азимутальная симметрия, дающая возможность считать собственные функции возмущения близкими к гармоническим.

Полоидальная структура этих колебаний, однако, не была определена, так как массив полоидальных зондов в установке Глобус-М2 расположен в металлических трубках, для которых величина скинового времени на частоте обнаруженных колебаний превышает их период.

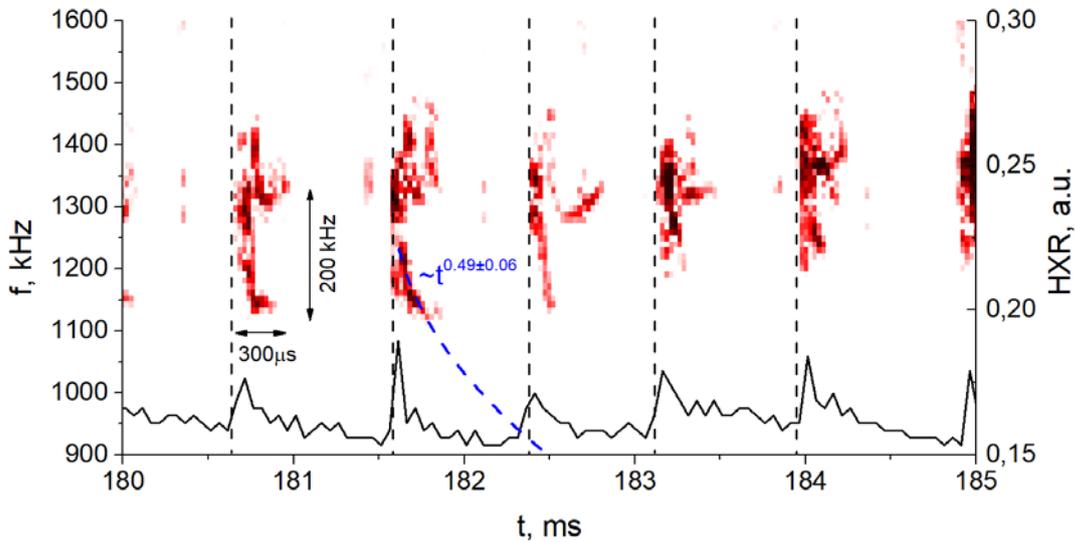


Рисунок 25 Спектрограмма сигнала магнитного зонда и сигнал удаленного от токамака датчика жесткого рентгена. Вертикальными пунктирными линиями отмечены моменты пилообразных срывов. Пунктирной кривой показана временная эволюция частоты во время одной из вспышек. Разряд #39078.

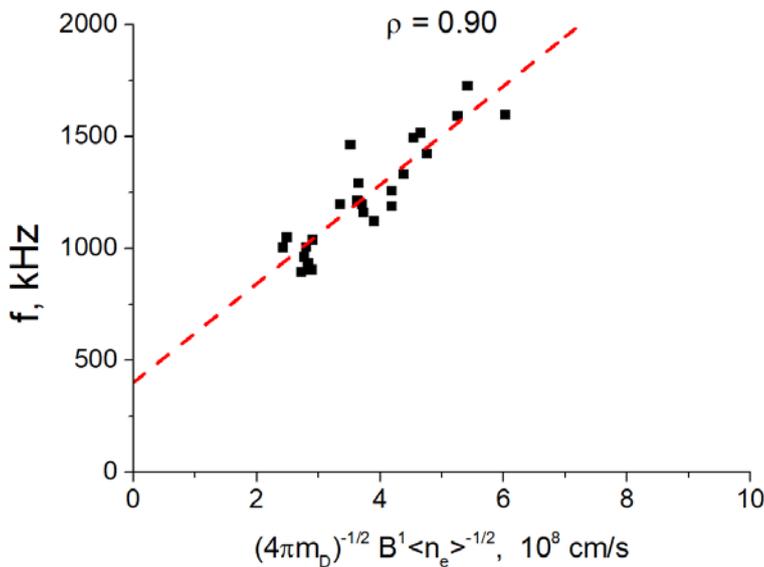


Рисунок 26 Зависимость частоты колебаний, измеренной магнитным зондом от альфвеновской скорости.

На Рис. 27а, б показана временная эволюция амплитуды тороидальных гармоник в течение двух вспышек колебаний с усреднением пространственного Фурье-спектра по окну $0.8 \mu\text{s}$ с 50% перекрытием. На Рис. 27а в спектре присутствуют ярко выраженные гармоники $n = 0, 1$, а на Рис. 27б присутствуют гармоники $n = 1, 2$. Аналогично для других вспышек колебаний регистрировались всевозможные комбинации гармоник $n = 0, 1, 2, 3$. Дополнительная информация о структуре возмущения была получена путем построения матрицы кросс-фаз [A2]. В случае, представленном на Рис. 27с, полос равной фазы не формируется, однако можно заметить группы зондов, сигналы которых практически не обладают фазовым сдвигом, а фаза сигнала меняется скачкообразно 2 раза за обход между зондами 1, 2 и 5,6. Такая структура соответствует стоячей волне с $n = 1$, о чем можно судить из сравнения матрицы кросс-фаз для экспериментальных сигналов восьми тороидальных зондов (Рис. 27с) с матрицей кросс-фаз для которой сигналы каждого из 8 зондов задавались вручную в виде суперпозиции двух плоских волн с $n = 1$, распространяющихся в противоположных направлениях (Рис. 27d). При этом, структура с $n = 0$ с преобладающей интенсивностью на Фурье-спектре (Рис. 27а) не приводит к фазовому сдвигу между сигналами зондов и на Рис. 27с не отражена. Таким образом было установлено, что во всех зарегистрированных вспышках высокочастотных (~ 1 МГц) колебаний формируются только стоячие волны с номерами $n = 1, n = 2, n = 3$ а также $n = 0$, то есть регистрируются все волновые числа, разрешение которых возможно в соответствии с критерием Найквиста. В частности, из того факта, что в ряде случаев регистрируются отдельные моды с $n = 0$ можно заключить, что наблюдаемая неустойчивость не является ТАЕ, так как как структура ТАЕ подразумевает полоидальное зацепление мод с номерами m и $m + 1$, и из условия $k_m = -k_{m+1}$ следует, что $q = (m + 1/2)/n$, что исключает возможность развития моды ТАЕ с $n = 0$.

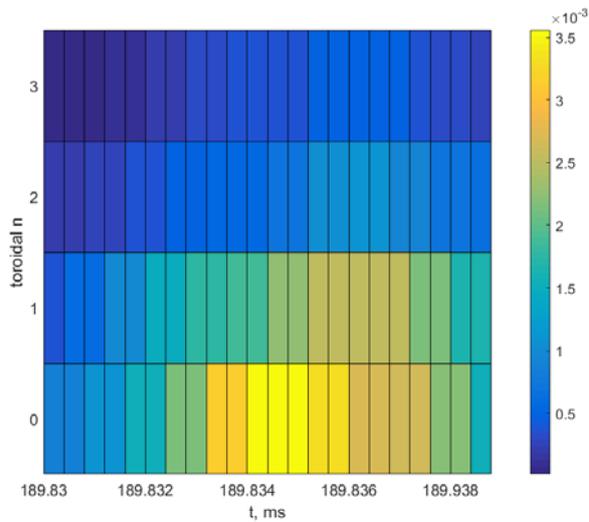
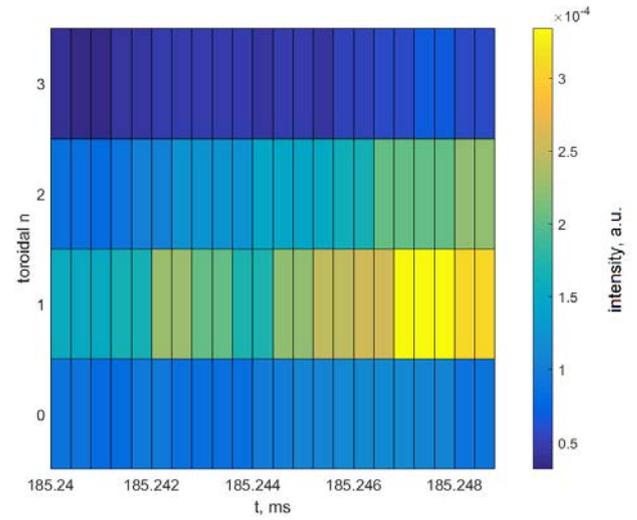
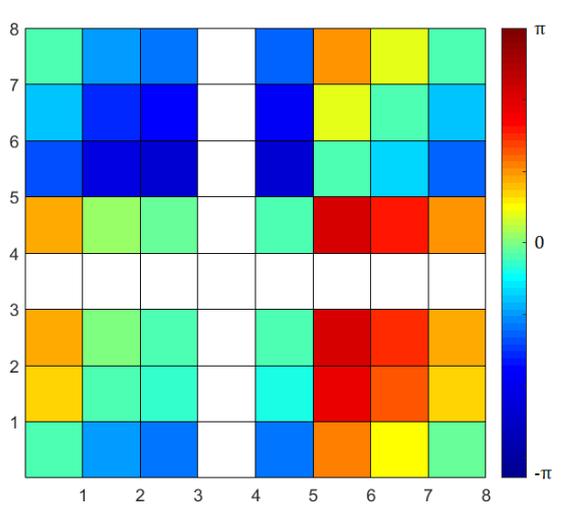
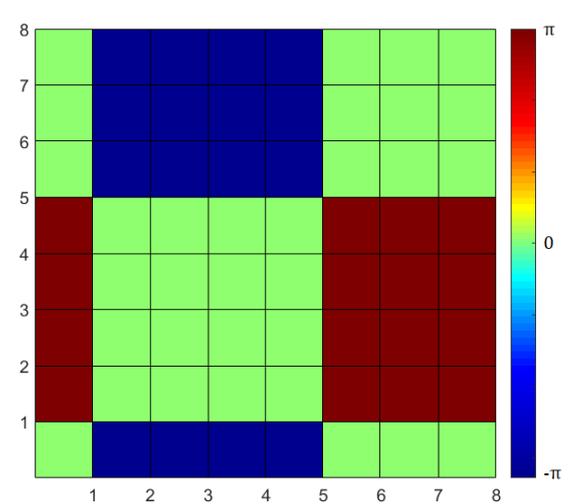
a*b**c**d*

Рисунок 27 а) Эволюция пространственного Фурье-спектра сигналов восьми зондов тороидального массива во время вспышки альфвеновских колебаний на 189.3 мс разряда 39610. б) То же для 185.24 мс разряда 39611. в) Разряд №39610, 189.8 мс. матрица кросс-фаз, соответствующая встречному распространению двух волн с $n = 1$ (сигнал на зонде 4 отсутствует). д) Расчет матрицы кросс-фаз для аналогичной конфигурации зондов, соответствующей стоячей волне $n = 1$.

Для определения поляризации колебаний использовался трехкоординатный зонд, состоящий из трех отдельных катушек, аналогичных катушкам, используемым в тороидальном массиве. Трехкоординатный зонд расположен в том же сечении, что и зонды тороидального массива

($R = 57$ см, $Z = -23$ см) и занимает объем приблизительно 30x30x30 мм. Первая «тороидальная» катушка ориентирована нормально к току по плазме и измеряет тороидальную компоненту магнитного потока, вторая «вертикальная» ориентирована нормально к оси Z токамака и измеряет вертикальную компоненту магнитного потока. Третья «радиальная» катушка установлена под углом порядка 45° относительно вертикального направления. Чтобы определить поляризацию колебаний при помощи такой конфигурации катушек требуется знать углы наклона магнитного поля в каждый момент времени, для чего на токамаке Глобус-М2 используется метод Токовых Колец или метод Филаментов [85]. Величина возмущения радиальной компоненты магнитного потока δB_R соотносится с измеряемой зондом, расположенным под углом, величиной $\delta B'_R$ как $\delta B_R = \delta B'_R / \cos(\beta)$, где $\beta = 45^\circ$. Полоидальная компонента возмущения δB_θ и компонента, направленная нормально к магнитной поверхности δB_r будут определяться поворотом (17) вокруг оси, направленной вдоль тороидального направления на фиксированный угол α , где $\text{tg}(\alpha) = B_R/B_Z$ – отношение радиальной вертикальной компонент полоидального поля в точке установки зонда, которые и определяются при помощи метода Токовых Колец. Полоидальная δB_θ и тороидальная δB_φ компоненты возмущения, которые регистрируются зондом, связаны с поперечной δB_\perp и продольной δB_\parallel компонентой возмущения через умножение на матрицу поворота (18) на угол θ – угол наклона силовой линии в точке установки зонда.

$$\begin{pmatrix} \delta B_r \\ \delta B_\theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\alpha & -\sin\alpha \\ \sin\alpha & \cos\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta B_R \\ \delta B_Z \end{pmatrix} \quad (17)$$

$$\begin{pmatrix} \delta B_\parallel \\ \delta B_\perp \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta B_\varphi \\ \delta B_\theta \end{pmatrix} \quad (18)$$

где $tg\theta = B_\theta/B_\varphi$ – отношение полоидального и тороидального полей в точке установки зонда.

Для всплеск колебаний, возникающих в моменты срыва пилообразных колебаний, преобладающей оказывается продольная компонента возмущения.

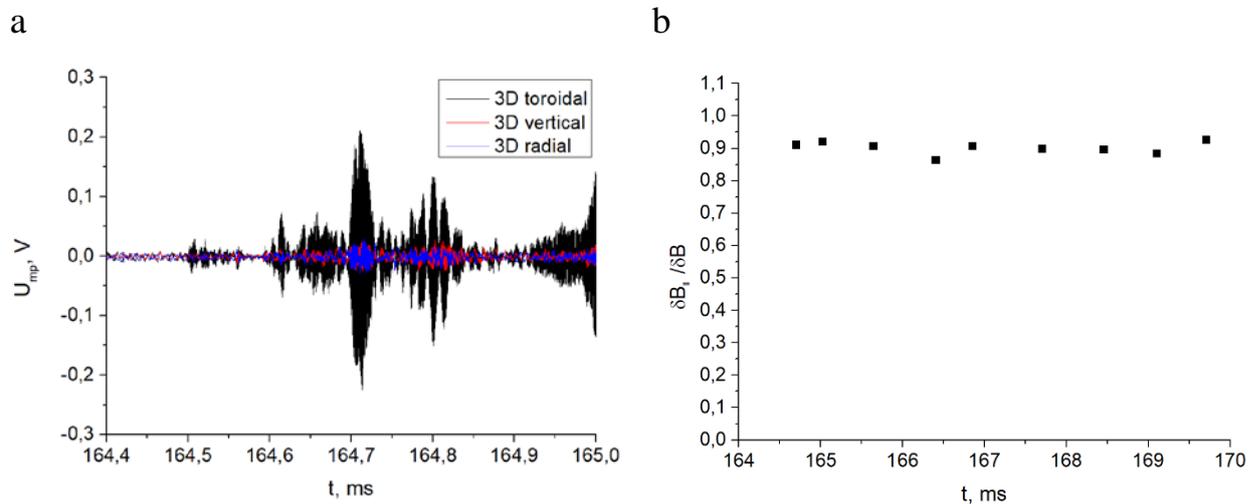


Рисунок 28 а) Сравнение амплитуд сигналов трехкоординатного зонда (черный – тороидальная обмотка, красный – вертикальная обмотка, и синий -- радиальная). Разряд #39925, около 165 мс. б) Отношение продольной компоненты $\delta B_{||}$ к полной амплитуде возмущения $\delta B = \sqrt{\delta B_{||}^2 + \delta B_{\perp}^2 + \delta B_r^2}$ в течение разряда #39925.

На Рис. 28а показаны амплитуды сигналов всех компонент трехкоординатного зонда в момент времени одной из всплеск исследуемых колебаний в разряде #39925 (0.7Т 210 кА). Угол наклон линий магнитного поля θ в этом разряде составляет порядка 15° , что требует его учета. Максимальной амплитудой обладает «тороидальная» компонента, а «вертикальная» и «радиальная» обладают сопоставимой амплитудой. В течение разряда это соотношение сохраняется (Рис. 28б), при этом амплитуда поперечной компоненты возмущения магнитного поля оказывается пренебрежимо малой по сравнению с продольной компонентой. Такое соотношение характерно для продольных или компрессионных колебаний, что вместе с дисперсией волны, соответствующей альфвеновскому скейлингу, может говорить о том, что обнаруженные колебания могут быть

вызваны распространением магнитозвуковых волн (компрессионных альфвеновских волн – САЕ).

Анализируя сигналы других диагностик, можно сделать вывод о том, что вспышки альфвеновских колебаний возникают сразу после пилообразных срывов, которые наиболее хорошо заметны на сигнале жесткого рентгена (Рис. 25), а также на сигнале микроволнового интерферометра. Подробное рассмотрение отдельных вспышек показало (Рис. 25), что частота колебаний может существенно меняться за время существования моды. Например, в разряде #39078 в районе 180.5 мс (и в соседних вспышках), частота моды разделяется на растущую и спадающую ветвь. Наиболее хорошо изменение частоты заметно на спадающей ветви, где за время вспышки (порядка 200 – 300 мкс) частота моды спадает на 200 кГц.

Колебания, возникающие на альфвеновских частотах и проявляющиеся в виде вспышек, следующих за медленными МГД-событиями, такими как пилообразные колебания, IRE (*internal reconnection event*) или ELM (*edge localized mode*), наблюдались на других установках, а именно, TFTR [86], MAST [87], ТУМАН-3М [88], COMPASS [89] и других, однако определенные свойства и механизмы возбуждения, судя по всему, отличаются. В работе [86] сообщается об обнаружении на токамаке TFTR колебаний в альфвеновском диапазоне частот (AFM – *Alfven frequency mode*) в периферийной области, имеющих структуру с $n = 0$ и возникающих после ELM. В работе [90] обнаружено присутствие в плазме фракции ионов, ускоренных во время IRE, с которой связано возникновение альфвеновских мод, обнаруженных ранее на MAST. В [91] предлагается модель возбуждения ТАЕ ускоренными электронами на частоте прецессии их орбит. В [92] рассмотрена возможность развития ТАЕ и ЕАЕ, а также ЕРМ на частотах ЕАЕ ускоренными электронами. В работах [88] и [93] приводятся свидетельства возбуждения на установке ТУМАН-3М глобальной моды (GAE) ускоренными электронами вследствие уплощения профиля тока после пилообразного срыва. При этом, для колебаний, обнаруженных на установке

ТУМАН-3М сообщается [94], что поляризация вспышек, следующих сразу за пилообразными срывами не является однозначно поперечной или продольной, а для колебаний, регистрируемых между срывами – является поперечной.

Так как признаков наличия ускоренных ионов в омических разрядах с высокочастотными альфвеновскими модами на токамаке Глобус-М2 обнаружено не было, то это позволяет предположить, что вероятной причиной ее возбуждения является присутствие в разряде фракции быстрых электронов, появление которой возможно без дополнительного нагрева. В омическом режиме пучок электронов начинает ускоряться тороидальной компонентой электрического поля при превышении полем критической величины $E_c = 4\pi e^3 n \Lambda / \mathcal{E}_e$ для электронов, находящихся в «хвосте» электронной функции распределения, из-за чего эти электроны переходят в режим «убегания» [95]. Здесь \mathcal{E}_e – энергия электрона, e и m_e – заряд и масса электрона, Λ – кулоновский логарифм, n_e – локальная электронная концентрация. С увеличением электрического поля происходит экспоненциальный прирост численности убегающих электронов.

Факт присутствия существенной фракции убегающих электронов в разрядах, где были обнаружены САЕ, подтверждается сигналами удаленного от токамака датчика жесткого рентгеновского излучения (Рис. 25), эмиссия которого, вызвана торможением быстрых электронов в элементах камеры токамака. Также взаимосвязь с убегающими электронами косвенно подтверждается корреляцией появления вспышек колебаний магнитного поля с моментами пилообразных срывов, во время которых происходит перезамыкание силовых линий резонансных магнитных поверхностей, лежащих внутри радиуса перемешивания r_{mix} , сопровождающееся формированием магнитных островов, через X-точки которых протекает ток, создающий электрическое поле, которое способно перевести в режим ускорения значительную фракцию электронов [95]. В процессе стохастизации параметров плазмы внутри радиуса перемешивания r_{mix} , в

момент срыва, ускоренные электроны могут попадать на орбиты, где они не удерживаются, что вызывает отклик на сигнале жесткого рентгена.

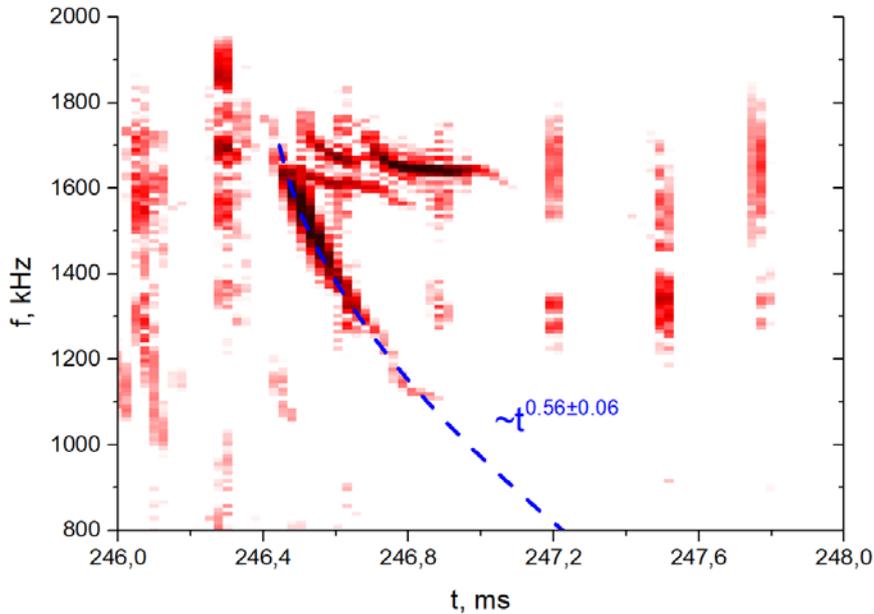


Рисунок 29 Эволюция частоты в течение отдельной вспышки САЕ на токамаке Глобус-М2. Разряд #39078.

Наблюдение спадающей за короткое время частоты (Рис. 23, Рис. 27) моды может быть объяснено при помощи т.н. «hole-clump» модели [30, 96], где эволюция частоты объясняется транспортом резонансных частиц в фазовом пространстве. На Рис. 29 пунктирной (синей) линией показана эволюция частоты согласно степенному закону. Степень зависимости порядка 0.5 получена путем аппроксимации методом наименьших квадратов, и соответствует предсказанию модели $\delta\omega \sim \sqrt{t}$. Аналогичный результат получен и для большинства вспышек САЕ, возникающих после срыва пилообразных колебаний. Нелинейная динамика частоты моды (*chirping*) как правило наблюдается при дестабилизации различных неустойчивостей (ТАЕ [97], fishbone [97, 98], ион-циклотронных [99]) в резонансе с быстрыми ионами, и до недавнего времени о наблюдении нелинейной динамики частоты неустойчивостей, возбуждаемых электронами в плазме токамака, не сообщалось. Неустойчивости на частотах порядка нескольких десятков МГц вызванные взаимодействием с ускоренными электронами были обнаружены на установке D-III D [100], однако частоты

этих колебаний не подчиняются альфвеновскому скейлингу. Обнаружение *chirping*-мод на токамаке Глобус-М2, по всей видимости, является первым среди сферических токамаков.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе были изучены различные типы альфвеновских мод, возникающие на токамаке Глобус-М2: тороидальные (ТАЕ), моды на обращенном шире магнитного поля (RSAE), и компрессионные моды, возбуждаемые ускоренными электронами. Для выполнения поставленных задач была усовершенствована магнитная диагностика: установлено четыре дополнительных тороидальных магнитных зонда, в дополнение к четырем имеющимся, разработаны гальванически развязанные полосовые фильтры для использования в тракте зондов тороидального массива, установлен быстрый АЦП для регистрации высокочастотных колебаний. В процессе работы были получены следующие результаты.

- Определена пространственная структура и радиальное распределение интенсивности для тороидальных альфвеновских мод.
- Получена зависимость величины транспорта быстрых частиц из экваториальной области в режимах с ТАЕ от амплитуды моды, магнитного поля и тока по данным NPA, а также потерь быстрых частиц из области периферии.
- Получена линейная зависимость потерь быстрых частиц от амплитуды ТАЕ по данным широкополосного болометра.
- Получена зависимость когерентных с альфвеновской волной потерь быстрых частиц по данным матрицы радиационных потерь. Полученная зависимость имеет линейный характер.
- Определена пространственная структура и радиальное распределение интенсивности для мод на обращенном шире.
- Применена техника магнитной спектроскопии для определения минимума запаса устойчивости в разрядах с RSAE.

- На токамаке Глобус-М2 обнаружены высокочастотные альфвеновские моды, возбуждаемые убегающими электронами.
- Для высокочастотных альфвеновских мод определена пространственная структура и поляризация, на основании чего сделан вывод о том, что наблюдаемая неустойчивость является компрессионной альфвеновской модой (САЕ).
- Впервые на сферическом токамаке обнаружена нелинейная динамика частоты для мод, возбуждаемых электронами.

ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ НАУЧНОГО ДОКЛАДА

- [A1] Yu. V. Petrov *et al*, *Nucl. Fusion* **62** 042009 (2022)
- [A2] I. M. Balachenkov *et al*, *J. Phys.: Conf. Ser.* **1400** 077016 (2019)
- [A3] N N Bakharev *et al*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **63** 125036 (2021)
- [A4] Н. Н. Бахарев и др. // ФИЗИКА ПЛАЗМЫ 2020, Т. 46. В. 7, С. 579-587
- [A5] V. V. Bulanin *et al*, *Tech. Phys. Letters* **47** 197–200 (2021)
- [A6] I. M. Balachenkov *et al*, *J. Phys.: Conf. Ser.* **1697** 012212 (2020)
- [A7] I. M. Balachenkov *et al*, *Tech. Phys. Letters* **46** 1157–1161 (2020)
- [A8] G. S. Kurskiev *et al*, 2022 *Nucl. Fusion* **62** 016011
- [A9] И. М. Балаченков и др. // Журнал Технической Физики, 2022, Т. 92, В. 1, С. 45 – 51
- [A10] И. М. Балаченков и др. // Письма в ЖТФ, 2021, Т.47, В. 12, С. 17 – 22

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] J. D. Strachan *et al*, *Phys. Rev. Lett.* **72** 3526 (1994)
- [2] The JET Team (presented by M Keilhacker), *Plasma Phys. Control. Fusion* **39** B1 (1997)
- [3] ITER Physics Basis Editors *et al*, *Nucl. Fusion* **39** 2137 (1999)

- [4] 2020 Annual report/ITER Organization. St. Paul-lez-Durance, 2021
- [5] R. Hiwatari et al, *Nucl. Fusion* **45** 96 (2005)
- [6] Б. В. Кутеев и др., *Физика Плазмы*, Т. **36**, Вып. 4, С. 307–346 (2010)
- [7] Y-K. M. Peng, D. J. Strickler, *Nucl. Fusion* **26** 769 (1986)
- [8] А. Сайкс, *Журнал Технической Физики*, Т.**69**, В.9, С.50 – 57 (1999)
- [9] A. Sykes, *Plasma Phys. Control. Fusion* **36** B93 (1994)
- [10] A. Sykes et al, *Plasma Phys. Control. Fusion* **39** 247 (1997)
- [11] J. R. Harrison et al, *Nucl. Fusion* **59** 112011 (2019)
- [12] W. Guttenfelder et al, *Nucl. Fusion* **62** 042023 (2022)
- [13] V. B. Minaev et al, *Nucl. Fusion* **57** 066047 (2017)
- [14] V. K. Gusev et al, *Nucl. Fusion* **55** 104016 (2015)
- [15] V. K. Gusev et al, *Tech. Phys.* **44** (9) 1054 – 1057 (1999)
- [16] A. Fasoli et al, *Nucl. Fusion* **47** S264 (2007)
- [17] S. D. Pinches et al, *Plasma Phys. Control. Fusion* **46** B187 (2004)
- [18] N. F. Cramer 2001 *Physics of Alfvén waves* (Berlin : WILEY-VCH Verlag) pp. 1–2
- [19] ITER Physics Basis Editors et al, *Nucl. Fusion* **39** 2471 (1999)
- [20] E. J. Strait et al, *Nucl. Fusion* **33** 1849 (1993)
- [21] H. H. Duong et al, *Nucl. Fusion* **33** 749 (1993)
- [22] E.D. Fredrickson et al, *Nucl. Fusion* **53** 013006 (2013)
- [23] R. B. White et al, *Phys. Plasmas* **2** 2871 (1995)
- [24] S. E. Sharapov et al, *Physics Letters A* **289** 127–134 (2001)
- [25] N.A. Crocker et al, *Phys. Plasmas* **15** 102502 (2008)
- [26] E. D. Fredrickson et al, *Phys. Plasmas* **14** 102510 (2007)
- [27] M. Podestà et al 2012 *Nucl. Fusion* **52** 094001
- [28] H. Alfvén, *Nature* **150** 405 (1942)
- [29] J. Wesson 1997 *Tokamaks* 3rd edn (Oxford: Clarendon) pp. 94 – 100
- [30] W. W. Heidbrink, *Phys. Plasmas* **15** 055501 (2008)

- [31] N. F. Cramer 2001 *Physics of Alfvén waves* (Berlin: WILEY-VCH Verlag) pp. 12 – 17
- [32] N. F. Cramer 2001 *Physics of Alfvén waves* (Berlin: WILEY-VCH Verlag) p. 232
- [33] K.-L. Wong, *Plasma Phys. Control. Fusion* **41** R1–R56 (1999)
- [34] D.W. Ross et al, *Phys. Fluids* **25** 652 (1982)
- [35] A. DeChambrier et al, *Plasma Phys.* **24** 893 (1982)
- [36] C.Z. Cheng and M.S. Chance, *Phys. Fluids* **29** 3695-3701 (1986)
- [37] N.F. Cramer 2001 *Physics of Alfvén waves* (Berlin: WILEY-VCH Verlag) pp. 201 – 204
- [38] S. E. Sharapov et al, *Phys. Plasmas* **9** 2027 (2002)
- [39] E. D. Fredrickson et al, *Phys. Plasmas* **14** 102510 (2007)
- [40] A. Fujisawa, *Nucl. Fusion* **49** 013001 (2009)
- [41] W. W. Heidbrink and R. B. White, *Phys. Plasmas* **27** 030901 (2020)
- [42] H.H. Duong et al, *Nucl. Fusion* **33** 749 (1993)
- [43] R. B. White et al, *Phys. Fluids* **26** 2958 (1983)
- [44] D. J. Sigmar et al, *Phys. Fluids B* **4** 1506 (1992)
- [45] S. V. Mirnov, I. B. Semenov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **60**, 2105-2112 (1971)
- [46] T. R. Harley et al, *Nucl. Fusion* **29** 771 (1989)
- [47] O. Klüber et al, *Nucl. Fusion* **31** 907 (1991)
- [48] A. M. Kakurin, I. I. Orlovsky // *Proc. 30th EPS Conf. on Plasma Phys. and Contr. Fusion, Saint-Petersburg, 2003*. ECA. V. **27A**. P-3.120.
- [49] A. V. Melnikov et al, *Plasma Phys. Control. Fusion* **57** 065006 (2015)
- [50] M. Rodriguez-Ramos et al, *Plasma Phys. Control. Fusion* **59** 105009 (2017)
- [51] M. García-Muñoz et al, *Rev. Sci. Instrum.* **80**, 053503 (2009)
- [52] А. И. Кисляков, М. П. Петров // *ФИЗИКА ПЛАЗМЫ*, 2009, том 35, № 7, с. 585–602
- [53] J. Wesson 1997 *Tokamaks 3rd edn* (Oxford: Clarendon) pp. 552 – 553
- [54] A. V. Melnikov et al, *Fusion Science and Technology* **51** (1) 31-37 (2007)

- [55] M A Drabinskii *et al*, *J. Phys.: Conf. Ser.* **747** 012017 (2016)
- [56] I. S. Bondarenko *et al*, *Rev. Sci. Instrum.* **72** 583 (2001)
- [57] A. V. Melnikov *et al*, *Nucl. Fusion* **50** 084023 (2010)
- [58] М.И. Патров и др. // ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2007, т.33, №2, с. 81 – 90
- [59] A. Weller *et al*, *Phys. Plasmas* **8** 931 (2001)
- [60] R. J. Fonck, P. A. Duperrex and S. F. Paul, *Rev. Sci. Instrum.* **61** 3487 (1990)
- [61] W.W. Heidbrink *et al*, *Nucl. Fusion* **56** 056005 (2016)
- [62] E. Mazzucato, *Rev. Sci. Instrum.* **69** 2201 (1998)
- [63] C. Laviron *et al*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **38** 905 (1996)
- [64] V. V. Bulanin *et al*, *Tech. Phys. Lett.* **45** 1107–1110 (2019)
- [65] M. Hirsch *et al*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **43** 1641 (2001)
- [66] M. Gryaznevich *et al*, *Nucl. Fusion* **62** 042008 (2022)
- [67] S. M. Kaye *et al*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **63** 123001 (2021)
- [68] A Yu Telnova *et al*, *J. Phys.: Conf. Ser.* **1400** 077015 (2019)
- [69] Курские Г.С. и др. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2012, Т. 35, В. 2, С. 81 – 88
- [70] A. B. Izvozchikov *et al*, *Tech. Phys.* **37** 201 (1992)
- [71] А. Ю. Тельнова и др. // Письма в ЖТФ, 2021, Т. 47 В. 9 С. 25–28
- [72] E. A. Tukhmenova *et al*, *Tech. Phys. Letters* **47** 56–60 (2021)
- [73] M.V. Piasova *et al*, *Nucl. Instr. and Methods in Phys. Research Section A* **983** 164590 (2020)
- [74] N. A. Khromov *et al*, *Tech. Phys.* **66** 409–415 (2021)
- [75] Н.Н. Бахарев и др. // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки 2012, Т. **158** С. 74 – 79
- [76] Ю. В. Петров и др. // ФИЗИКА ПЛАЗМЫ 2019, Т. 45, В. 8, С. 675–684
- [77] A. D. Ibyaminova *et al*, *Plasma Phys. Rep.* **42** 909–918 (2016)
- [78] V.V. Bulanin *et al*, *Nucl. Fusion* **59** 096026 (2019)
- [79] Yu. V. Petrov *et al*, *J. Plasma Phys.* **81** 515810601 (2015)

- [80] Ю. В. Петров и др. // ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2011, Т. 37, В. 12, С. 1075–1080
- [81] V. K. Gusev et al, *Tech. Phys. Letters* **44** 67–69 (2018)
- [82] С. Ю. Медведев и др. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2018, Т. 41, В. 2, С. 95 – 104
- [83] N. N. Bakharev et al // Proc. 42nd EPS Conf. on Plasma Phys. and Control Fusion, Lisbon, 2015, V. ECA **39E**, P-5.127
- [84] Pereverzev G.V., Yushmanov P.N. ASTRA (Automated System for TRansport Analysis). Max-Planck report. 2002. IPP 5/98
- [85] N.V. Sakharov et al, *Plasma Phys. Reports* **41** 997-1001 (2015)
- [86] Z. Chang et al, *Nucl. Fusion*, **35** 1469 (1995)
- [87] K.G. McClements et al, *Nucl. Fusion* **42** 1155 (2002)
- [88] A. S. Tukachinsky et al, *Tech. Phys. Lett.* **42** 1167 – 1169 (2016)
- [89] T. Markovič et al // Proc. 44th EPS Conf. on Plasma Phys. and Control Fusion, Belfast, 2017, V. ECA 41F, P-5.140
- [90] P. Helander et. al, *Phys. Rev. Lett.* **89** 235002 (2002)
- [91] N. Chu et al, *Nucl. Fusion* **58** 104004 (2018)
- [92] J. Wang et al, *Nucl. Fusion* **60** 112012 (2020)
- [93] G. I. Abdullina et al, *Tech. Phys. Lett.* **44** 108 – 111 (2018)
- [94] G. I. Abdulina et al, *Tech. Phys. Lett.* **47** 193–196 (2021)
- [95] B. N. Breizman et al, *Nucl. Fusion* **59** 083001 (2019)
- [96] H. L. Berk, B. N. Breizman and Huancun Ye, *Phys. Rev. Lett.* **68** (24) 3563 (1992)
- [97] Y. Kusama et al., *Nucl. Fusion* **39** 1837 (1999)
- [98] M. P. Gryaznevich and S. E. Sharapov, *Plasma Phys. Control. Fusion* **46** S15–S29 (2004)
- [99] E.D. Fredrickson et al, *Nucl. Fusion* **61** 086007 (2021)
- [100] A. Lvovskiy et al, *Nucl. Fusion* **59** 124004 (2019)