УДК 533.9.082

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ОБРАТНОГО ДОПЛЕРОВСКОГО РАССЕЯНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ АЛЬФВЕНОВСКИХ МОД НА СФЕРИЧЕСКОМ ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М

*В.В. Буланин^{1, 2}, Н.Н. Бахареv², В.К. Гусев², Г.С. Курскиеv², В.Б. Минаев², М.И. Патров², А.В. Петров¹,
Ю.В. Петров², Н.В. Сахаров², П.Б. Щёголев², А.Ю. Тельнова², С.Ю. Толстяков², А.Ю. Яшин^{1, 2}*

¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

²Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

Проведено исследование альфвеновских колебаний в сферическом токамаке Глобус-М при инъекции нейтрального дейтерия с использованием многочастотного метода обратного доплеровского рассеяния (ДОР). Обсуждаются принципы регистрации альфвеновских мод методом ДОР и описаны схемы многочастотного микроволнового зондирования. Показано, что наблюдаемые колебания скорости вращения плазмы обусловлены колебаниями скорости дрейфа в скрещенных радиальном электрическом поле альфвеновской волны и магнитном поле. Определены абсолютные значения возмущений магнитного поля тороидальной альфвеновской моды (ТАЕ) во внутренних областях разряда токамака. Полученные данные сопоставляются с результатами измерения колебаний магнитного поля, полученными с помощью магнитного зонда, расположенного вне плазменной области. Применение многочастотного зондирования в методе обратного микроволнового зондирования позволило определить радиальные распределения амплитуды колебаний магнитного поля. Эти данные были получены для колебаний на основной частоте ТАЕ и на частотах гармоник, которые, как было установлено, соответствуют различным тороидальным модовым числам. В целом полученные данные допускают сравнение с результатами численного моделирования альфвеновского спектра в токамаке Глобус-М. Обсуждаются перспективы дальнейшего использования метода ДОР для исследования альфвеновских колебаний в тороидальных установках.

Ключевые слова: сферический токамак, альфвеновские колебания, доплеровское обратное рассеяние.

APPLICATION OF DOPPLER BACKSCATTERING FOR ALFVÉN MODE STUDY ON THE GLOBUS-M SPHERICAL TOKAMAK

*V.V. Bulanin^{1, 2}, N.N. Bakharev², V.K. Gusev², G.S. Kurskiev², V.B. Minaev², M.I. Patrov², A.V. Petrov¹,
Yu.V. Petrov², N.V. Sakharov², P.B. Shchegolev², A.Yu. Telnova², S.Yu. Tolstyakov², A.Yu. Yashin^{1, 2}*

¹Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia

²Ioffe Physical Technical Institute RAS, St. Petersburg, Russia

The Alfvén oscillations were studied using the multi-frequency Doppler backscattering (DBS) method in the Globus-M spherical tokamak during the injection of neutral deuterium. The principles of Alfvén mode registration by the DBS method are discussed. Microwave schemes of multifrequency probing are described. It is shown that the observed plasma rotation velocity oscillations are due to the oscillations of the drift velocity in crossed radial electric field of the Alfvén wave and magnetic field. The absolute values of the magnetic field perturbations of the toroidal Alfvén eigenmode (TAE) in the internal regions of the tokamak discharge are determined. The obtained data are compared with the results of the magnetic field oscillations measurements, obtained by a magnetic probe located outside the plasma region. The use of multi-frequency probing in the DBS method made it possible to determine the radial distributions of the amplitude of magnetic field oscillations. These data were obtained for oscillations at the TAE fundamental frequency and at harmonic frequencies, which were found to correspond to different toroidal mode numbers. In general, the data obtained can be compared with the results of numerical modeling of the Alfvén spectrum in the Globus-M tokamak. The prospects for the further use of the DBS method for studying Alfvén oscillations in toroidal installations are discussed.

Key words: spherical tokamak, Alfvén oscillations, Doppler backscattering.

DOI: 10.21517/0202-3822-2019-42-4-52-60

ВВЕДЕНИЕ

При использовании дополнительных методов нагрева ионов в тороидальных установках образуются фракции высокоэнергичных частиц, появление которых может приводить к возбуждению альфвеновских мод (АМ) [1, 2]. Согласно теории и данным экспериментов возбуждение АМ сопровождается увеличением поперечного переноса быстрых ионов, что должно приводить к уменьшению нейтронного выхода в термоядерных установках [3—7]. В связи с этим АМ активно изучаются в токамаках и стеллараторах. Особо актуально исследование АМ в сферических токамаках, на основе которых планируется реализация компактных источников нейтронов [8, 9]. В токамаках с малым аспектным отношением скорость ионов, возникающих при нейтральной инъекции, существенно превосходит альфвеновскую скорость, что способствует возбуждению различных типов АМ [7, 10, 11].

Традиционно АМ исследуются с помощью массива магнитных зондов, что позволяет определить спектральный и модовый состав АМ [5]. Зонды регистрируют магнитные колебания на альфвеновских

частотах из наружных областей плазменного шнура. Однако для детальной идентификации типа АМ требуется определение их локализации и пространственной структуры в плазменном объёме. Получение этих характеристик позволяет провести сопоставление экспериментальных данных с данными теории и численного моделирования [12]. АМ представляет собой электромагнитное возмущение, которое характеризуется переменными магнитными B и электрическими полями E [1, 2]. В настоящее время известна единственная диагностика НИБР (Heavy Ion Beam Probing), которая позволяет во внутренних областях тороидальных установок прямым способом измерять электрические поля альфвеновской волны [13, 14]. Видимо, сложностью адаптации метода НИБР на токамаках объясняется тот факт, что он реализован только на нескольких установках. Помимо метода НИБР, были предложены и применены косвенные методы, которые позволяют регистрировать АМ в горячей зоне токамака. К ним относятся такие микроволновые методы, как интерферометрия [15], рефлектометрия [16, 17] и измерение излучения на гармониках электронного циклотронного резонанса [18]. Эти диагностики регистрировали колебания плотности плазмы или электронной температуры, которые сопровождали распространение альфвеновской волны и связаны с переменными электрическими и магнитными полями АМ.

Недавно для регистрации АМ был использован метод обратного доплеровского рассеяния (ДОР) [19]. В настоящей статье детально описан принцип регистрации АМ методом ДОР и представлены последние результаты исследования АМ в сферическом токамаке Глобус-М. Статья построена следующим образом: обсуждаются принципы регистрации альфвеновских мод методом ДОР, описаны многочастотная схема доплеровского обратного рассеяния на токамаке Глобус-М и техника обработки данных; проводится сопоставление спектров альфвеновских колебаний, полученных различными методами, и представлены результаты оценок амплитуд колебаний магнитного поля во внутренних областях разряда, определённых методом ДОР; приведены пространственные распределения интенсивности АМ, полученные с помощью многочастотной схемы ДОР. Заключение касается перспектив использования ДОР для исследования АМ.

ДОПЛЕРОВСКОЕ ОБРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ ПРИ РАЗВИТИИ АЛЬФВЕНОВСКИХ МОД

В методе ДОР используется регистрация обратно рассеянного на флуктуациях плазмы микроволнового излучения, падающего наклонно на поверхность отсечки [20—24]. Доплеровский частотный сдвиг обратно рассеянного излучения $\Delta\omega_D$, как известно, связан со скоростью вращения рассеивающих флуктуаций малого масштаба в сторону диамагнитного дрейфа $\Delta\omega_D = k_{\perp}V_{\perp}$, что позволяет определить величину и направление скорости вращения (здесь $k_{\perp}$ — волновое число рассеивающих флуктуаций электронной плотности плазмы вблизи отсечки для случая распространения излучения О-моды при линейном рассеянии). Кроме того, диагностика позволяет определить спектральную плотность мощности рассеивающих флуктуаций в выбранном диапазоне $k_{\perp}$ -спектра. Альфвеновские моды, представляющие собой возмущения плазмы с поперечным масштабом порядка малого радиуса, не могут быть непосредственно выявлены в обратно рассеянном излучении. Однако АМ могут оказывать влияние на параметры обратно рассеянного излучения. Существуют две причины, по которым доплеровский частотный сдвиг $\Delta\omega_D = k_{\perp}V_{\perp}$ может осциллировать в поле альфвеновской волны. Прежде всего при наличии переменного радиального электрического поля альфвеновской волны E_r появляется дрейф плазмы в скрещенных электрическом и магнитном полях, скорость которого на частотах АМ может быть зарегистрирована методом ДОР как колебания доплеровского сдвига. Кроме того, распространение АМ приводит к деформации магнитных поверхностей. В конечном счёте это вызывает вариации вектора $\mathbf{k}_{\perp}$ с альфвеновской частотой, которые также могут приводить к колебаниям $\Delta\omega_D$. По этой же причине в случае сильной зависимости амплитуды рассеивающих флуктуаций от $k_{\perp}$ может возникать модуляция интенсивности рассеивающих флуктуаций, поскольку интенсивность обратно рассеянного излучения пропорциональна амплитуде рассеивающих колебаний с волновым вектором вблизи $\mathbf{k}_{\perp}$. Эти воздействия АМ на параметры обратно рассеянного излучения были предметом исследования в экспериментах.

В экспериментах на токамаке Глобус-М использовалась четырёхчастотная схема обратного доплеровского рассеяния. Каждый частотный канал включал микроволновую схему с двойным гомодинным приёмом, которая позволяла осуществлять IQ (In-phase and Quadrature) детектирование обратно рассеянного излучения [25]. Использовались четыре фиксированных зондирующих частоты — 20, 29, 39 и 48 ГГц. Этим частотам соответствуют плотности плазмы в отсечках при нормальном падении излучения обыкновенной поляризации $n_c = 5 \cdot 10^{12} — 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Для зондирования плазмы излучением О-моды использовались две антенны с изменяющимся углом наклона относительно нормали к магнитной по-

Рис. 1. Фотография антенн четырёхчастотной системы доплеровского обратного рассеяния, установленных в патрубке токамака Глобус-М (вид изнутри камеры токамака)

ной фазы, поскольку оно давало оценку $\Delta\omega_D(t)$ на каждом шаге дискретизации, что оказалось удобным для выявления колебаний скорости на относительно высоких альфвеновских частотах путём спектрального анализа производной фазы.

СПЕКТРЫ КОЛЕБАНИЙ СКОРОСТИ И АМПЛИТУДЫ АЛЬФВЕНОВСКИХ МОД

Регистрация АМ методом ДОР была предпринята на сферическом токамаке Глобус-М ($R = 36$ см — большой радиус и $a = 24$ см — малый радиус тора) в разрядах, в которых альфвеновские колебания надёжно наблюдались с помощью магнитных зондов. Колебания магнитного поля на альфвеновских частотах наблюдались в широком диапазоне экспериментальных условий при нагреве дейтериевой плазмы плотностью до $\langle n \rangle \leq 1 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ с помощью инжекции пучка нейтральных атомов дейтерия энергией до 30 кэВ и мощностью до 1 МВт.

Рис. 2. Временные зависимости основных параметров разряда № 37 000: a — ток разряда I_p ; b — среднечордовая плотность n ; v — ток инжектора атомов дейтерия I_{NBI} ; z — сигнал магнитного зонда U_{MP} . В серой рамке область развития моды ТАЕ

верхности (рис. 1). Каждая из антенн использовалась как в качестве зондирующей, так и в качестве приёмной. Так, одна антенна использовалась для зондирования и приёма излучения на частотах 20 и 29 ГГц, в то время как вторая использовалась для частот 39 и 48 ГГц. Красная стрелка определяет направление силовой линии магнитного поля в области раскрытия рупоров. Использовался 3D-код для расчёта лучевых траекторий и определения положения отсечек и волновых чисел $k_{\perp}$ рассеивающих флуктуаций [25]. Для восстановления лучевых траекторий были использованы данные о профиле электронной плотности, полученные методом томсоновского рассеяния с периодом 4—8 мс, а также данные реконструкции магнитных поверхностей кода EFIT, временной шаг работы которого составлял 1 мс. Область, в которой располагались отсечки, перекрывала значительный радиальный интервал (интервал нормированного малого радиуса составлял $\rho = 0,6$ —1). Волновое число $k_{\perp}$ было в пределах 2—6 см^{-1} при углах падения в полоидальной плоскости $\alpha = 5$ —10°. Сигналы IQ-детекторов преобразовывались с помощью аналого-цифрового преобразователя с частотой дискретизации 4 МГц. Временные изменения доплеровского частотного сдвига $\Delta\omega_D(t)$ определялись как изменения положения «центра тяжести» спектральной плотности при оконном фурье-анализе комплексного сигнала IQ-детектора или по производной фазы комплексного сигнала. Оба метода давали сходные результаты, но предпочтение отдавалось определению $\Delta\omega_D(t)$ по производ-

ной фазы, поскольку оно давало оценку $\Delta\omega_D(t)$ на каждом шаге дискретизации, что оказалось удобным для выявления колебаний скорости на относительно высоких альфвеновских частотах путём спектрального анализа производной фазы.

Тороидальное магнитное поле в центре шнура B_T и плазменный ток I_p составляли 0,5 Тл и 200—250 кА соответственно. В этих условиях на стадии инжекции были зарегистрированы колебания на альфвеновских частотах, которые интерпретировались как тороидальные альфвеновские моды ТАЕ [6, 7]. Типичные временные зависимости основных мониторинговых диагностик, включая сигналы магнитного зонда, представлены на рис. 2. Альфвеновские колебания наблюдались в период стационарного плазменного тока через несколько мс после включения инжектора как всплески сигналов магнитного зонда. Соответствующие спектро-

граммы сигналов зонда для одного из разрядов представлены на рис. 3, *д*. На спектрограммах видны вспышки АМ, содержащие от одной до трёх гармоник основной частоты. В ходе исследований с использованием метода обратного доплеровского рассеяния удалось зарегистрировать колебания доплеровского частотного сдвига на альфвеновских частотах. Эти колебания наблюдались одновременно со вспышками колебаний сигналов магнитных зондов. Спектрограммы колебаний доплеровского сдвига на рис. 3, *б*, *в*, *г* демонстрируют временные совпадения всплесков для случая зондирования на трёх СВЧ-частотах. Прежде всего отметим, что частотные гармоники колебаний сигнала магнитного зонда всегда совпадали с частотами колебаний $\Delta\omega_D$ в том случае, когда эти колебания наблюдались. Это совпадение видно на рис. 4 и 5, где показаны спектры магнитного зонда и спектры колебаний доплеровского сдвига для трёх различных положений отсечки, вычисленные для одного и того же временного интервала длительностью 64 мкс. На рис. 4 видно совпадение спектральных пиков на частоте 90 кГц и её гармониках в спектрах сигналов магнитного зонда и доплеровского сдвига. Различие в частотных спектрах доплеровского сдвига для положений отсечек $R = 51,8$ и $R = 54,1$ см отражает различие в локализациях альфвеновских колебаний с различными тороидальными модовыми числами n . Ве-

Рис. 3. Сигнал магнитного зонда в разряде № 36 994 (*а*); спектрограмма колебаний перпендикулярной скорости для частоты 29 ГГц (*б*), 39 ГГц (*в*), 48 ГГц (*г*); спектрограмма колебаний магнитного зонда (*д*); n — тороидальное модовое число, цифры обозначают радиусы отсечек R (см) в моменты, отмеченные стрелками. Цветная шкала указывает уровни спектральных составляющих перпендикулярной скорости в относительных единицах

Рис. 4. Спектры мощности колебаний для разряда № 36 988: *а* — сигналов магнитного зонда ($t = 147,6$ мс); *б*—*г* — доплеровского частотного сдвига (*б* — $F = 48$ ГГц, $R_{\text{cut off}} = 51,3$ см; *в* — $F = 39$ ГГц, $R_{\text{cut off}} = 53,5$ см; *г* — $F = 29$ ГГц, $R_{\text{cut off}} = 56,1$ см); *д* — модуля сигнала IQ-детектора: $F = 48$ (—), 39 (—), 29 ГГц (—)

Рис. 5. Спектры мощности колебаний для разряда № 36 994: *а* — сигналов магнитного зонда ($t = 146,3$ мс); *б*—*г* — доплеровского частотного сдвига (*б* — $F = 48$ ГГц, $R_{\text{cut off}} = 51,8$ см; *в* — $F = 39$ ГГц, $R_{\text{cut off}} = 54,1$ см; *г* — $F = 29$ ГГц, $R_{\text{cut off}} = 56,6$ см); *д* — модуля сигнала IQ-детектора: $F = 48$ (—), 39 (—), 29 ГГц (—)

величина n определялась с помощью массива магнитных зондов. Отметим, что на частоте 90 кГц имелся также пик в спектрах колебаний амплитуды сигналов обратного рассеяния (см. рис. 4, д) только для частоты зондирования 48 ГГц. Похожие спектры наблюдались в разряде № 36 994 с частотой, равной 77 кГц для $n = 1$ (см. рис. 5). Ясно видно, что колебания на основной моде $n = 1$ прослеживаются только при глубоком расположении отсечки 51,8 см. На частоте 77 кГц имеются пики в спектрах колебаний амплитуды (см. рис. 5, д). Однако контраст этих пиков значительно меньше, чем контраст пиков в спектрах колебаний доплеровского сдвига.

Можно предположить, что наблюдаемые колебания доплеровского сдвига обусловлены колебаниями скорости дрейфа в радиальном электрическом поле альфвеновской волны. Используя это предположение, можно вычислить амплитуду скорости дрейфа и оценить абсолютные значения амплитуды радиального электрического поля $\tilde{E}_r = \tilde{V}_\perp B$. Полученные результаты можно использовать для нахождения амплитуды колебаний полоидальной проекции магнитного поля в альфвеновской электромагнитной волне $\tilde{B}_\theta = n\tilde{E}_r/R\omega$ (n — тороидальное модовое число; ω — частота ТАЕ, измеренная в эксперименте).

Предполагая, что перпендикулярные компоненты магнитного поля в альфвеновской волне приблизительно равны $\tilde{B}_\theta \approx \tilde{B}_r$, можно оценить радиальное смещение отсечки зондирующего излучения, вызываемое альфвеновской модой. Полагалось, что смещение отсечки равно смещению магнитной поверхности за счёт переменной радиальной составляющей магнитного поля. Величина этого радиального смещения оценивалась как $\Delta r = \frac{rB_r}{(nq+m)B_\theta}$, где r — малый радиус, m и n — модовое число. В частотном зазоре в об-

ласти локализации ТАЕ $nq = m = -1/2$ и величина $\Delta r = \frac{rB_r}{B_\theta}$. По оценкам это смещение около 1 мм, если

принять $m = 2$. В обычной флукуационной рефлектометрии подобное смещение может быть обнаружено по колебаниям фазы отражённого сигнала [16, 17]. Примечательно, что на сферическом токамаке NSTX смещение отсечки, возникающее при развитии моды ТАЕ [17], также составляло малую величину в пределах 0,1—0,3 мм. Такое совпадение с нашими данными по порядку величины, видимо, указывает на приблизительное равенство $\tilde{B}_\theta \approx \tilde{B}_r$. В АМ возмущение плотности плазмы является несжимаемым и малое смещение отсечки, которое удаётся зарегистрировать методом флукуационной рефлектометрии, возникает из-за смещения радиального профиля плазмы. При этом в области отсечки, смещённой на расстояние менее 1 мм, следует ожидать сохранения амплитуды рассеивающих флукуаций и их скорости, т.е. параметров, изменение которых регистрирует ДОР.

Появление радиальной составляющей магнитного поля, как уже отмечалось, приводит к деформации магнитной поверхности и изменению величины волнового числа $k_\perp$. В оценках изменения $k_\perp$ полагалось, что малый угол перекося магнитной поверхности из-за малой радиальной переменной составляющей магнитного поля $\delta\alpha = \tilde{B}_r / B_\theta \approx \tilde{B}_\theta / B_\theta \approx 10^{-2}$ эквивалентен малому изменению угла падения зондирующего излучения $\alpha + \delta\alpha$. В оценке изменения $k_\perp$ при относительно большом радиусе кривизны магнитной поверхности в области рассеяния можно воспользоваться простым выражением для $k_\perp$, справедливым при плоскостроистом распределении плотности плазмы $2k_0 \sin\alpha$, где k_0 — волновое число падающего излучения в вакууме [22]. Тогда ожидаемая амплитуда колебаний доплеровского сдвига будет равна $\delta\Delta\omega_D = 2k_0 \langle V \rangle 10^{-2}$, где $\langle V \rangle$ — средняя скорость вращения плазмы. Эта амплитуда значительно меньше амплитуды, наблюдаемой в эксперименте. Поэтому остаётся предположить, что колебания доплеровского частотного сдвига определяются скоростью дрейфа в радиальном электрическом поле АМ.

Вариации $k_\perp$ также могут приводить к колебаниям амплитуды выходного сигнала. Однако для их количественной оценки требуется специально определять k -спектр рассеивающих флукуаций, что можно реализовать только используя параллельное зондирование плазмы под различными углами. Возможно, небольшие изменения волнового числа $\Delta k_\perp / k_\perp \approx 10^{-2}$ вызывают наблюдаемые малые колебания амплитуды (см. рис. 4, д и 5, д).

Используя представления о том, что колебания скорости обусловлены колебаниями скорости дрейфа, были вычислены амплитуды колебаний полоидального компонента магнитного поля $\tilde{B}_\theta$ с целью сравнения с амплитудами колебаний магнитного поля, определяемыми с помощью магнитного зонда. Зонд, расположенный на радиусе $R = 62,5$ см, регистрировал колебания полоидальной составляющей магнитного поля. Результаты сравнения представлены на рис. 6. Точки на графике получены по совокупности различных всплесков АМ в различных разрядах. Значения, измеренные с помощью периферийного магнитного зонда, оказывались меньше в силу естественного спада магнитного поля с увеличением расстояния от источника колебаний. Отклонение от ожидаемой пропорциональности сравниваемых значений, видимо, связано с различной мультипольностью АМ в области больших и малых значений $\tilde{B}_\theta$. Пересчёт амплитуд, определяемых с помощью зонда на периферии, на значения в области локализации альфвеновских колебаний с использованием известных формул для спада магнитного поля в мультипольной конфигурации был затруднён, поскольку геометрия токамака Глобус-М далека от цилиндрической. В целом по данным ДОР флуктуации магнитного поля альфвеновской волны находились в диапазоне 7—25 Гс, при этом соответствующие им амплитуды колебаний полоидальной скорости и радиального электрического поля составляли 2—9 км/с и 0,6—2,9 кВ/м соответственно. При этом исходные значения амплитуд колебаний доплеровского частотного сдвига лежали в пределах 0,2—0,8 МГц.

ЛОКАЛИЗАЦИЯ АЛЬФВЕНОВСКИХ МОД

При использовании многочастотного зондирования появляется возможность исследования пространственной структуры АМ. На рис. 7 представлены три примера распределения амплитуд колебаний магнитного поля для различных значений тороидального модового числа n . Следует указать точность, с которой восстанавливались радиальные распределения. Точность определения $\tilde{B}_\theta$ в конечном счёте определялась точностью нахождения амплитуды колебаний скорости на альфвеновской частоте, которая ограничивалась точностью определения $k_\perp$ и величины доплеровского сдвига. По оценкам она составляла 20—25%. Точность нахождения радиального положения отсечек зависела от точности восстановления радиального профиля плотности плазмы с помощью данных томсоновского рассеяния и магнитной конфигурации по данным EFIT. По оценкам точность определения радиуса оказалась около 1 см, что близко к радиальному разрешению самого метода [18]. Однако, в конечном счёте, точность восстановления радиального распределения

Рис. 6. Сопоставление амплитуд колебаний полоидального компонента магнитного поля альфвеновской волны в плазме, измеренных методом доплеровского обратного рассеяния (B_{DBS}) и с использованием магнитного зонда вне разряда (B_{MP})

Рис. 7. Распределение амплитуд колебаний магнитного поля для различных тороидальных модовых чисел n в разрядах с различным плазменным током: а — № 37 001, $t = 141,2$ мс; б — № 36 988, $t = 147,5$ мс; в — № 36 944, $t = 146,2$ мс; q — коэффициент запаса устойчивости ($\circ$), $n = 1$ ($\blacksquare$), 2 ($\bullet$), 3 ($\blacktriangle$)

определялась радиальным интервалом, который задавался разностью СВЧ-частот зондирования, т.е. $\sim 1,5$ см. Нулевые значения $\tilde{B}_0$ на рис. 7 отмечают положения отсечек, при которых колебания $\Delta\omega_D$ были на уровне фоновых флуктуаций доплеровского сдвига.

Как видно на рис. 7, альфвеновские моды с тороидальными волновыми числами 2 и 3 были локализованы на периферии плазмы. Что касается колебаний с модовым числом $n = 1$, то отмечается их смещение в направлении центральной области разряда. Это смещение, как показывает анализ различных мониторинговых данных, происходит с ростом плазменного тока. Соответствующие значения тока для кривых на рис. 5, *a*, *b*, *c* составляют 209, 236 и 240 кА. Различие в пространственной локализации мод с разными n трудно объяснить, полагая, что более высокие моды есть результат нелинейного развития основной моды. Возможно, что моды $n = 2$ и 3 — это самостоятельные моды, а не результат нелинейного развития моды $n = 1$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием многочастотной схемы доплеровского обратного рассеяния была подтверждена возможность детектирования и исследования альфвеновских мод в областях внутри поверхности сепаратрисы в токамаке. Важной особенностью метода доплеровского обратного рассеяния является то, что он позволяет оценивать абсолютные значения амплитуды колебаний магнитного поля по амплитудам колебания скорости вращения плазмы. Метод позволил определить радиальные распределения возмущений магнитного поля в альфвеновских модах, которые позволят провести сопоставления с результатами численного моделирования спектров альфвеновских мод. Эксперимент также указал на необходимость расширения диапазона зондирующих частот с целью регистрации альфвеновских колебаний в более центральных областях разряда. Понятна стала также необходимость увеличения числа частотных каналов зондирующего излучения для улучшения радиального разрешения при восстановлении пространственного распределения АМ. В эксперименте возможно изменение угла падения микроволнового излучения, поэтому схема ДОР может быть трансформирована в схему флуктуационного рефлектометра с нормальным падением. В этом случае появляется возможность оценки амплитуды колебаний радиальной составляющей магнитного поля в альфвеновской волне. Уже имеющиеся сейчас данные о радиальной локализации ТАЕ позволили провести первое сравнение этих данных с результатами численного моделирования альфвеновского спектра для условий токамака Глобус-М [27]. В перспективе сведения о возмущениях магнитного поля могут быть использованы для оценок потерь быстрых ионов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 17-12-01177). В работе использовалось оборудование Федерального государственного бюджетного учреждения науки ФТИ им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук.

REFERENCES

1. **Heidbrink W.W.** Basic physics of Alfvén instability driven by energetic particles in toroidal confined plasmas. — *Phys. Plasmas*, 2008, vol. 15, p. 055501.
2. **Gorelenkov N.N., Pinches S.D., Toi K.** Energetic particle physics in fusion research in preparation for burning plasma experiments. — *Nucl. Fusion*, 2014, vol. 54, p. 125001.
3. **Fredrickson E.D., Bell R.E. et al.** Collective fast ion instability-induced losses in National Spherical Tokamak Experiment. — *Phys. Plasmas*, 2006, vol. 13, p. 056109.
4. **Fasoli A., Gormenzano C., Berk H.L. et al.** Progress in the ITER physics basic. Chapter 5: Physics of energetic ions. — *Nucl. Fusion*, 2007, vol. 47, p. S264.
5. **Podesta M., Bell R.E., Bortolon A. et al.** Study of chirping toroidicity-induced Alfvén eigenmodes in the National Spherical Torus Experiment. — *Nucl. Fusion*, 2012, vol. 52, p. 094001.
6. **Bakharev N.N. et al.** Studying the interaction of high-energy deuterons with plasma in the Globus-M spherical tokamak. — *Techn. Phys. Lett.*, 2013, vol. 39, p. 1085.
7. **Petrov Yu.V., Gusev V.K., Patrov M.I. et al.** Effect of toroidal Alfvén eigenmodes on fast particle confinement in the spherical tokamak Globus-M. — *J. Plasma Phys.*, 2015, vol. 81, p. 515810601

8. **Azizov E.A., Gladush G.G., Dokuka V.N. et al.** Use of compact-size tokamaks as neutron sources for nuclear power problems solution. — VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion), 2009, issue 3, p. 3 (in Russian).
9. **Kuteev B.V., Goncharov P.R., Sergeev V.Yu., Khripunov V.I.** Powerful neutron sources based on nuclear fusion reactions. — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2010, vol. 36, c. p.1 (in Russian).
10. **Fredrickson E.D., Cheng C.Z., Darrow D. et al.** Wave driven fast ion loss in the National Spherical Torus Experiment. — Phys. Plasmas, 2003, vol. 10, p. 2852.
11. **Gryaznevich M.P., Sharapov S.E.** Beta-dependence of energetic particle-driven instabilities in spherical tokamaks. — Plasma Phys. and Control. Fusion, 2004, vol. 46, p. S15.
12. **Medvedev S.Yu., Martynov A.A., Gusev V.K. et al.** Computations of toroidal Alfvén modes in spherical tokamak GLOBUS-M plasmas. — VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion), 2018, vol. 41, issue 2, p. 95 (in Russian).
13. **Melnikov A.V., Eliseev L.G. et al.** Alfvén eigenmode properties and dynamics in the TJ-II stellarator. — Nucl. Fusion, 2012, vol. 52, p. 123004.
14. **Melnikov A.V., Ochando M., Ascasiba E. et al.** Effect of magnetic configuration on frequency of NBI-driven Alfvén modes in TJ-II, 2014. — Nucl. Fusion, 2014, vol. 54, p. 123002.
15. **Sharapov S.E. et al.** Monitoring Alfvén cascades with interferometry on the JET tokamak. — Phys. Rev. Lett., 2004, vol. 93, p. 165001.
16. **Hacquín S., Alper B., Sharapov S.** Characterization of Alfvén cascades on the JET tokamak using a multi-channel O-mode reflectometer diagnostic. — Nucl. Fusion, 2006, vol. 46, p. S714.
17. **Crocker N.A., Peebles W.A., Kubota S. et al.** High spatial sampling global mode structure measurements reflectometry in NSTX. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2011, vol. 53, p. 105001.
18. **Van Zeeland M.A., Kramer G.J. et al.** Radial structure of Alfvén eigenmodes in the DIII-D tokamak through electron-cyclotron-emission measurements. — Phys. Rev. Lett., 2006, vol. 97, p. 135001.
19. **Bulanin V.V., Gusev V.K., Kurskiev G.S. et al.** Detection of Alfvén oscillations on the Globus-M tokamak using the Doppler backscattering method. — Techn. Phys. Lett., 2017, vol. 43, pp. 1067—1070.
20. **Bulanin V.V., Lebedev S.V., Levin L.S., Roytershteyn V.S.** Study of plasma fluctuations in the Tuman-3M tokamak using microwave reflectometry with an obliquely incident probing beam. — Plasma Phys. Rep., 2000, vol. 26, p. 813.
21. **Hirsch M., Holzhauer E. et al.** Doppler reflectometry for the investigation of propagating density perturbations. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2001, vol. 43, p. 1641.
22. **Conway G.D. et al.** Plasma rotation profile measurements using Doppler reflectometry. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2004, vol. 46, pp. 951—970.
23. **Hennequin P., Honore C., Truc A. et al.** Fluctuation spectra and velocity profile from Doppler backscattering on Tore Supra. — Nucl. Fusion, 2006, vol. 46, p. S771.
24. **Hillesheim J.C. et al.** Doppler backscattering for spherical tokamaks and measurement of high- k density fluctuation wavenumber spectrum in MAST. — Nucl. Fusion, 2015, vol. 55, p. 073024.
25. **Yashin A.Yu., Bulanin V.V., Petrov A.V. et al.** Multi-diagnostic approach to geodesic acoustic mode study. — JINST, 2015, vol. 10, p. 10023.
26. **Bulanin V.V., Yafanov M.V.** Spatial and spectral resolution of the plasma Doppler reflectometry. — Plasma Physics Reports, 2006, vol. 32, pp. 47—55.
27. **Petrov Yu.V., Bakharev N.N., Bulanin V.V. et al.** Toroidal Alfvén modes in spherical tokamak GLOBUS-M plasmas. — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2019, vol. 45, p. 675 (in Russian).

AUTHORS

Bulanin V.V. Peter the Great Saint-Petersburg State Polytechnical University, Politekhnikeskaya st. 29, 195251, St. Petersburg, Russia; A.F. Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Politekhnikeskaya ul. 26, 194021 St. Petersburg, Russia; V.Bulanin@spbstu.ru

Bakharev N.N. A.F. Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Politekhnikeskaya ul. 26, 194021 St. Petersburg, Russia

Gusev V.K. A.F. Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Politekhnikeskaya ul. 26, 194021 St. Petersburg, Russia

Kurskiev G.S. A.F. Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Politekhnikeskaya ul. 26, 194021 St. Petersburg, Russia; gleb.kurskiev@gmail.com

Minaev V.B. A.F. Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Politekhnikeskaya ul. 26, 194021 St. Petersburg, Russia

Patrov M.I. A.F. Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Politekhnikeskaya ul. 26, 194021 St. Petersburg, Russia; michael.patrov@mail.ioffe.ru

Petrov A.V. Peter the Great Saint-Petersburg State Polytechnical University, Politekhnikeskaya st. 29, 195251, St. Petersburg, Russia

Petrov Yu.V. A.F. Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Politekhnikeskaya ul. 26, 194021 St. Petersburg, Russia

Sakharov N.V. A.F. Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Politekhnikeskaya ul. 26, 194021 St. Petersburg, Russia

Shchegolev P.B. A.F. Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Politekhnikeskaya ul. 26, 194021 St. Petersburg, Russia

Telnova A.Yu. A.F. Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Politekhnikeskaya ul. 26, 194021 St. Petersburg, Russia

Tolstyakov S.Yu. A.F. Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Politekhnikeskaya ul. 26, 194021 St. Petersburg, Russia

Yashin A.Yu. Peter the Great Saint-Petersburg State Polytechnical University, Politekhnikeskaya st. 29, 195251, St. Petersburg, Russia; A.F. Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Politekhnikeskaya ul. 26, 194021 St. Petersburg, Russia; alex_yashin@list.ru

Received 16 July 2019

Revised 10 September 2019

Accepted 30 September 2019

Problems of Atomic Science and Technology

Ser. Thermonuclear Fusion, 2019, vol. 42, issue 4, pp. 52—60