

## ТОРОИДАЛЬНЫЕ АЛЬФВЕНОВСКИЕ МОДЫ В ПЛАЗМЕ СФЕРИЧЕСКОГО ТОКАМАКА ГЛОБУС-М

© 2019 г. Ю. В. Петров<sup>a, \*</sup>, Н. Н. Бахарев<sup>a</sup>, В. В. Буланин<sup>a, b</sup>, В. К. Гусев<sup>a</sup>,  
Г. С. Курскиеv<sup>a</sup>, А. А. Мартынов<sup>c, d</sup>, С. Ю. Медведев<sup>c, d</sup>, В. Б. Минаев<sup>a</sup>,  
М. И. Патров<sup>a, \*\*</sup>, А. В. Петров<sup>b</sup>, Н. В. Сахаров<sup>a</sup>, П. Б. Щеголев<sup>a</sup>,  
А. Ю. Тельнова<sup>a</sup>, С. Ю. Толстяков<sup>a</sup>, А. Ю. Яшин<sup>a, b</sup>

<sup>a</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

<sup>b</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

<sup>c</sup> Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

<sup>d</sup> НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

\*e-mail: yu.petrov@mail.ioffe.ru

\*\*e-mail: michael.patrov@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 01.02.2019 г.

После доработки 25.03.2019 г.

Принята к публикации 25.03.2019 г.

Сообщается о последних результатах исследования тороидальных альфвеновских мод (ТАЕ) на сферическом токамаке Глобус-М ( $R = 36$  см,  $a = 24$  см). Эксперименты проводились в широком диапазоне плазменных параметров, магнитном поле до 0.5 Тл и токе плазмы до 250 кА. Дополнительный нагрев осуществлялся с использованием пучка дейтерия (энергия  $E_b = 28$  кэВ, мощность  $P_b = 0.75$  МВт), который тангенциально инжектировался в дейтериевую плазму. Эксперименты показали уменьшение индуцированных ТАЕ потерь быстрых частиц с ростом тока плазмы и магнитного поля. С использованием многочастотного метода доплеровского обратного рассеяния (ДОР) была установлена периферическая локализация ТАЕ. Результаты моделирования альфвеновского континуума и структуры мод ТАЕ с помощью модифицированных кодов KINX и SACHE демонстрируют удовлетворительное согласие по частотам и локализации ТАЕ с экспериментальными данными.

DOI: 10.1134/S0367292119080080

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Ближайшая перспектива практического использования сферических токамаков (токамаков с малым аспектным отношением) связана с реализацией проектов создания на их основе компактных термоядерных источников нейтронов (ТИН) [1–4]. Все эти проекты предполагают применение инъекции пучков нейтральных атомов высокой энергии (NVI) в плазму с нетермоядерными параметрами. При этом основной нейтронный выход будет обусловлен взаимодействием быстрых ионов, возникающих в результате перезарядки атомов пучка, с тепловыми ионами плазмы-мишени. Наличие в плазме быстрых частиц со скоростями, превышающими альфвеновскую, приведет к возбуждению альфвеновских неустойчивостей, что, в свою очередь, может вызвать дополнительный радиальный перенос и потери быстрых частиц, уменьшая нейтронный выход. В сферических токамаках (так как они работают при относительно низких тороидальных магнитных полях) скорость быстрых ионов может суще-

ственно превышать альфвеновскую, что является благоприятным фактором для возбуждения широкого спектра неустойчивостей. Эксперименты на сферических токамаках START [5], MAST [6] и NSTX [7] действительно продемонстрировали возбуждение различных неустойчивостей альфвеновского диапазона частот, приводящих к связанным с ними потерям быстрых ионов. Как показали эксперименты, наиболее опасными из них являются, так называемые, тороидальные альфвеновские моды (toroidal Alfvén eigen modes, ТАЕ) [8]. Именно они вызывали наибольшие потери и радиальный перенос быстрых частиц. Так, например, на токамаке NSTX вспышка ТАЕ длительностью всего 1 мс вызывала падение нейтронного потока из плазмы на 40% [9]. Такие неустойчивости представляют опасность для будущих ТИН как со стороны уменьшения нейтронного выхода, так и со стороны возможного повреждения стенки токамака выбрасываемыми на нее быстрыми частицами. Для успешной реализации проектов создания компактных ис-

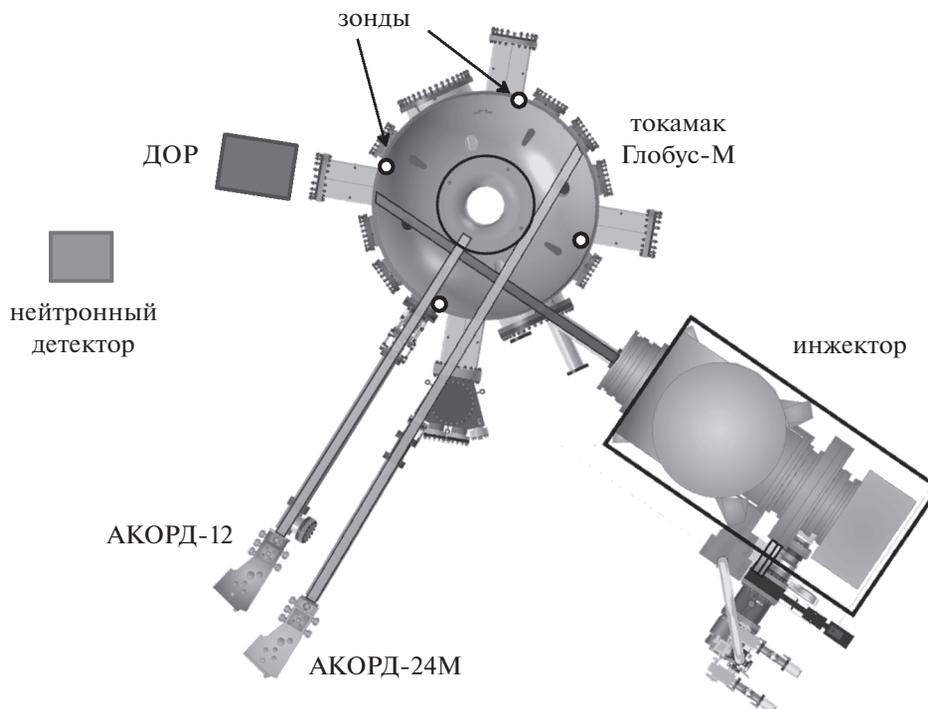


Рис. 1. Схема расположения инжектора и диагностик на токамаке Глобус-М.

точников нейтронов необходимо изучить закономерности развития ТАЕ в сферических токамаках, а именно: условия их возбуждения, пространственную структуру, механизмы их взаимодействия с быстрыми частицами. Для этого нужно развивать соответствующие диагностики и методы моделирования.

На сферическом токамаке Глобус-М [10] исследования ТАЕ проводились на протяжении ряда лет с момента их обнаружения и до реконструкции электромагнитной системы токамака [11–13]. Настоящая работа посвящена последней серии экспериментов перед реконструкцией. Здесь приводятся экспериментально полученные данные о зависимостях величины потерь быстрых частиц от амплитуды ТАЕ [14] и от параметров плазмы (разд. 2), результаты наблюдения структуры ТАЕ при помощи многоканального доплеровского рефлектометра [15] (разд. 3) и сравнение этих данных с результатами моделирования с помощью модифицированного компьютерного кода KINX (разд. 4).

## 2. ПОТЕРИ БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ, ВЫЗЫВАЕМЫЕ ТАЕ

Глобус-М представляет собой сферический токамак с аспектным отношением  $R/a = 1.5$ , где  $R = 36$  см — большой радиус и  $a = 24$  см — малый радиус тора. Эксперименты проводились в широ-

ком диапазоне плазменных параметров: плотность плазмы,  $\langle n \rangle \leq 1 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$ , ток по плазме,  $I_p$  до 250 кА и магнитное поле  $B_t$  до 0.5 Тл. Для нагрева плазмы и генерации токов увлечения используется инжектор нейтральных атомов дейтерия или водорода с энергиями до 30 кэВ и мощностью до 1 МВт. Инжекция производится в экваториальной плоскости в тангенциальном направлении по току плазмы. Ось пучка проходит по касательной к окружности с радиусом  $R = 30$  см (см. рис. 1).

Впервые неустойчивости альфвеновского диапазона частот (50–300 кГц) были обнаружены на токамаке Глобус-М в режиме с инъекцией пучка на стадии роста тока [11]. При этом “замораживался” на некоторое время провальный радиальный профиль плотности тока, возникающий на старте разряда из-за эффекта скинирования. В результате, величина запаса устойчивости,  $q$ , в центре не опускалась ниже единицы и отсутствовали пилообразные колебания. Таким образом, создавались благоприятные условия для накопления в плазме быстрых ионов (пилообразные колебания в Глобусе-М приводят к сильным потерям быстрых ионов, препятствуя их накоплению [16]). В этих условиях с помощью зондов Мирнова зарегистрированы моды, которые по их частотному диапазону и особенностям поведения были интерпретированы как ТАЕ [8]. Для частоты мо-

ды выполняется соотношение  $\omega_{\text{ТАЕ}} = V_A/2q(r)R$ , где  $V_A$  – альфвеновская скорость и  $q(r)$  – запас устойчивости в области существования моды. Формула из той же работы определяет соотношение для величины запаса устойчивости:  $q(r) = (m_1 + m_2)/2n$ , где  $m_1$  и  $m_2$  – полоидальные волновые числа комбинированной моды. В экспериментах были исследованы зависимости характера и интенсивности ТАЕ от изотопного состава пучка и плазмы, а также от плотности плазмы. В дальнейшем была обнаружена связь между интенсивностью всплеск ТАЕ и потерями быстрых частиц, установлена зависимость величины потерь от ларморовского радиуса инжектируемого иона [12, 13].

В последней серии экспериментов исследовалась зависимость величины потерь быстрых частиц от тороидального магнитного поля и тока по плазме. Полученная зависимость позволит нам в дальнейшем провести экстраполяцию к параметрам будущего ТИН. Эксперименты проводили с использованием пучка дейтерия (энергия  $E_b = 28$  кэВ, мощностью  $P_b = 0.75$  МВт), инжектируемого в дейтериевую плазму с плазменным током 180–250 кА. Потери быстрых частиц наблюдались с помощью двух диагностик: детектора нейтронов и анализатора потоков атомов перезарядки (NPA). Детектор нейтронов представлял собой наполненный  $\text{He}^3$  пропорциональный счетчик с полиэтиленовым замедлителем. В качестве анализатора атомов перезарядки использовался NPAACORD-24M [16] с линией наблюдения направленной по касательной к окружности с большим радиусом равным прицельному параметру инжектируемого пучка. Величина сигнала обеих диагностик пропорциональна числу удерживаемых в плазменном шнуре быстрых ионов, поэтому провал в сигнале во время появления всплеска ТАЕ свидетельствует о потерях быстрых ионов. Пример наблюдения таких провалов приведен на рис. 2 в [12].

В ходе экспериментов выяснилось, что нейтронный детектор не может регистрировать провалы малой интенсивности из-за недостаточной статистики нейтронов. Поэтому основной массив данных был получен с помощью NPA. Изменялись потоки атомов перезарядки с энергией  $28.5 \pm 1.5$  кэВ (близкой к энергии инжектируемых частиц), провал в потоке качественно отражал величину потерь и радиальное перераспределение быстрых частиц, вызванных всплеском ТАЕ. Были проведены четыре серии экспериментов при различных значениях тороидального магнитного поля  $B_t = 0.4$  и  $0.5$  Тл и тока по плазме  $I_p = 180$  и  $240$  кА [14]. Зависимость величины падения потока атомов перезарядки (СХ) в процентах от амплитуды ТАЕ при четырех различных комбинациях значений магнитного поля и плазменного

падение потока атомов 28.5 кэВ, %

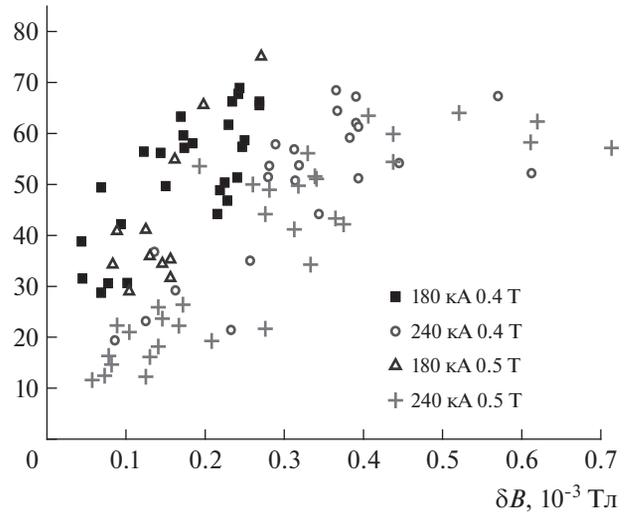
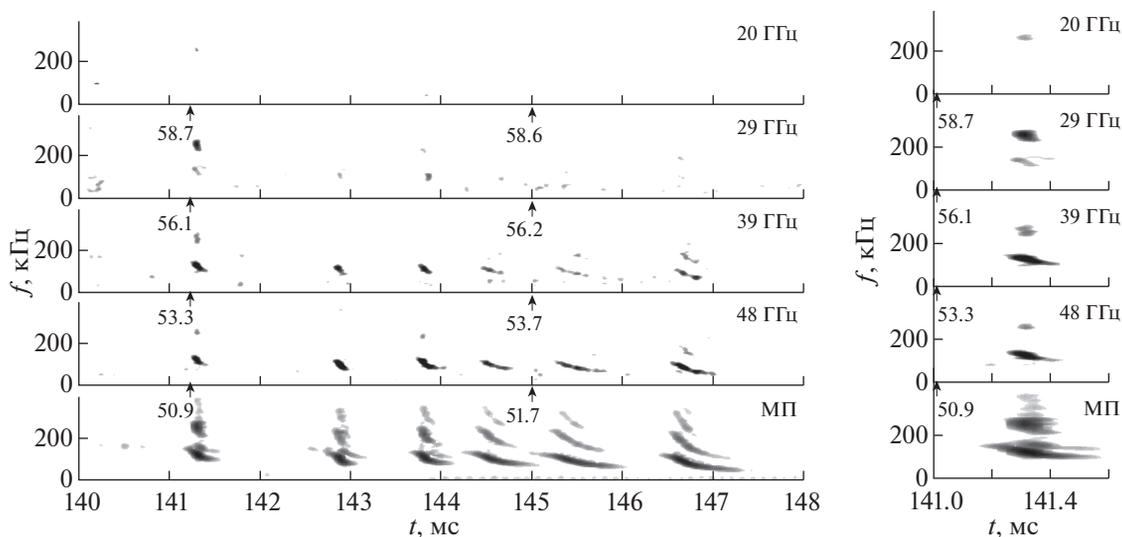


Рис. 2. Зависимость величины провала в потоке атомов перезарядки от амплитуды ТАЕ при различных комбинациях величин магнитного поля и тока по плазме.

тока показана на рис. 2. Величина возмущения магнитного поля, вызываемого ТАЕ, измерялась с помощью внутрикамерного магнитного зонда, размещенного в экваториальной плоскости со стороны слабого магнитного поля. Наибольшие потери регистрировались при магнитном поле,  $B_t = 0.4$  Тл и токе плазмы,  $I_p = 180$  кА (квадраты на рис. 2). С увеличением  $B_t$  от 0.4 до 0.5 Тл всплески ТАЕ становились более частыми, но вызываемые ТАЕ потери практически не менялись (треугольники на рис. 2) [17]. Видна небольшая разница в значениях провалов в потоке атомов лишь при малых значениях амплитуд ТАЕ. Увеличение плазменного тока от 180 до 240 кА при фиксированном магнитном поле 0.4 Тл приводило к более значительному уменьшению потерь быстрых частиц (кружки на рис. 2). Значения величин провалов лежат ниже во всем диапазоне амплитуд ТАЕ. Но наибольший эффект был достигнут при одновременном увеличении поля и тока до 0.5 Тл и 240 кА соответственно (крестики на рис. 2). Эти значения располагаются ниже всего на графике.

Полученные данные позволяют заключить, что решающую роль в уменьшении вызванных ТАЕ потерь играет увеличение тока плазмы, вероятно, из-за уменьшения ларморовского радиуса быстрой частицы в полоидальном магнитном поле и связанного с этим уменьшения ширины орбиты быстрого иона. Увеличение тороидального магнитного поля также дает эффект, но более слабый, так как оно приводит лишь к уменьшению ларморовского радиуса, не влияя существен-



**Рис. 3.** Слева: четыре верхних графика – спектрограммы колебаний перпендикулярной скорости, измеренные с помощью ДОР на частотах зондирования, указанных в прямоугольных рамках. Цифрами со стрелками на осях абсцисс отмечены значения большого радиуса отсечки для каждой частоты. Нижний график – спектрограмма магнитных колебаний, измеренных с помощью зонда Мирнова. Справа – то же в растянутом временном масштабе для одной вспышки ТАЕ. Интенсивность отображается тоном серого в произвольных единицах, светлый цвет – минимальное, темный цвет – максимальное значение.

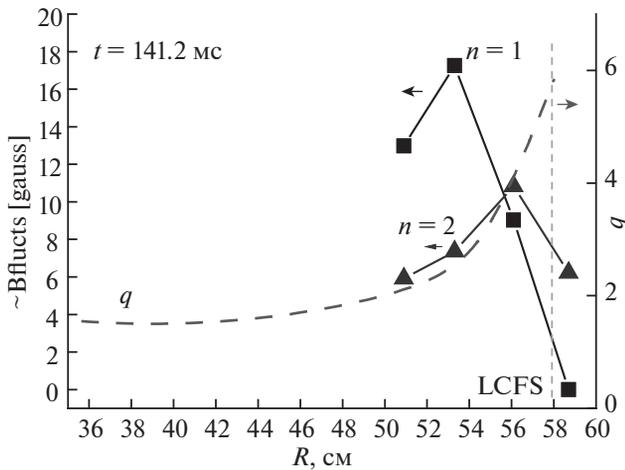
но на ширину орбит быстрых ионов. Одновременное увеличение тока и поля наиболее эффективно, так как позволяет уменьшить как ларморовский радиус, так и ширину орбиты быстрых ионов, сохраняя при этом значение запаса устойчивости. Движущиеся по более компактным орбитам ионы более устойчивы по отношению к потерям, так как для их перевода на неустойчивые траектории нужно более сильное воздействие со стороны ТАЕ. Полученная зависимость является перспективной для режимов будущего компактного источника нейтронов на основе сферического токамака, но должна быть проверена в более широком диапазоне параметров, что является одной из задач экспериментов на реконструированном токамаке Глобус-М2 [18].

### 3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЛОКАЛИЗАЦИИ ТАЕ МЕТОДОМ ОБРАТНОГО ДОПЛЕРОВСКОГО РАССЕЯНИЯ

На токамаке Глобус-М впервые была применена система доплеровского обратного рассеяния (ДОР) для изучения локализации ТАЕ. Описание метода можно найти в [19], а его первое применение для наблюдения ТАЕ на токамаке Глобус-М в [20]. ТАЕ проявлялась в спектрах колебаний скорости вращения плазмы, которые регистрировались методом ДОР. Во время послед-

ней экспериментальной кампании применялось многоканальное зондирование на частотах 20, 29, 39 и 48 ГГц [15]. Это позволило нам одновременно наблюдать колебания скорости на частотах ТАЕ в четырех точках по большому радиусу. Пример такой регистрации представлен на рис. 3.

На нем слева показаны спектрограммы колебаний скорости, полученные при четырех частотах зондирования (четыре верхних графика) и спектрограмма сигнала Мирнова (нижний график) во временном промежутке со 140 по 148 мс в разряде № 37001. Спектры колебаний скорости представлены как спектры колебаний доплеровского частотного сдвига, который пропорционален скорости вращения плазмы. Справа на рисунке приведены те же спектрограммы в растянутом временном масштабе для одной выделенной вспышки ТАЕ на 141.2 мс. Цифрами со стрелками на осях абсцисс отмечены значения большого радиуса отсечки для каждой зондирующей частоты. В спектрах видно существование двух гармоник, соответствующих двум модам колебаний. С помощью четырех зондов Мирнова, распределенных в тороидальном направлении, мы определили тороидальные числа этих мод  $n = 1$  и  $n = 2$ . Наблюдаемые колебания скорости вращения плазмы на частоте ТАЕ представляют собой колебания скорости дрейфа плазмы в скрещенных полях: тороидальном магнитном и радиальном электрическом поле альфвеновской волны. Метод ДОР позволяет определить абсолютные зна-



**Рис. 4.** Радиальные профили амплитуд магнитных флуктуаций, полученные с помощью ДОР для мод ТАЕ с  $n = 1$  (квадраты) и  $n = 2$  (треугольники) в момент времени 141.2 мс в разряде № 37001. Пунктирная линия показывает профиль  $q$ , полученный из кода EFIT.

чения амплитуды колебаний скорости дрейфа  $\tilde{V}_\perp$  и соответственно оценить амплитуду колебаний радиального электрического поля по соотношению  $\tilde{E}_r = \tilde{V}_\perp \cdot B$ . Используя связь между радиальным электрическим и полоидальным магнитным полями в электромагнитной альфвеновской волне,  $\tilde{B}_\theta = \tilde{E}_r / V_A$ , можно рассчитать амплитуду колебаний полоидальной составляющей магнитного поля. Тот факт, что полученные значения  $\tilde{B}_\theta$  превосходят в 1.5–2 раза значения  $\tilde{B}_\theta$ , определенные с помощью магнитных зондов у стенки камеры (см. [21]), свидетельствует о том, что наблюдаемые колебания скорости вращения являются колебаниями скорости дрейфа.

Из рис. 4 видно, что ТАЕ локализованы на периферии плазменного столба, в области нормированных малых радиусов от 0.6 до сепаратрисы. Моды с различными  $n$  имеют несколько разную локализацию, максимум амплитуды колебаний моды  $n = 2$  относительно моды  $n = 1$  сдвинут наружу. Периферийная локализация ТАЕ сохранилась в ходе разряда, несмотря на рост плотности и изменение профилей температуры и концентрации плазмы. Именно периферийной локализацией могут объясняться большие потери быстрых ионов, возникающие при вспышках ТАЕ, так как Глобусе-М они имеют широкие орбиты [21], захватывающие периферию. В этих условиях взаимодействие быстрой частицы с возмущением магнитного поля легко переводит ее на неудерживаемые орбиты.

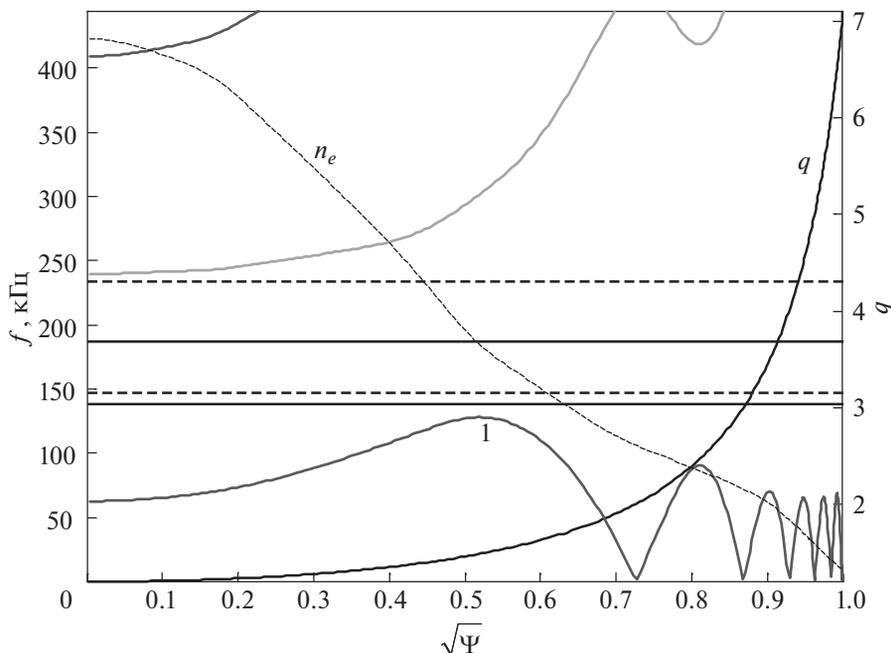
#### 4. МОДЕЛИРОВАНИЕ

Спектр частот альфвеновских волн может состоять из частей непрерывного (альфвеновский континуум) и дискретного спектра. В самой простой цилиндрической модели каждой паре волновых чисел  $n$  и  $m$  соответствует непрерывный спектр с частотами  $\omega = |nq - m|V_A/qR$ . Благодаря двумерным эффектам (тороидальность, вытянутость сечения и др.) на месте пересечения ветвей с одним и тем же числом  $n$  и различными числами  $m_1$  и  $m_2$ , то есть в окрестности поверхностей  $q(r) = (m_1 + m_2)/2n$  в континууме появляется щель, внутри которой могут находиться дискретные частоты  $\omega_{ТАЕ}$  с гладкими глобальными собственными функциями. Учет конечного давления и сжимаемости приводит к взаимодействию альфвеновских и звуковых волн, усложняя спектр собственных частот [8]. Основные эффекты влияния звуковых волн можно оценить в приближении “медленного звука” [22], в рамках которого вычисление непрерывного спектра сводится к решению одномерных задач на магнитных поверхностях:

$$\omega^2 \rho \frac{|\nabla \Psi|^2}{B^2} \xi + (\mathbf{B} \nabla) \left( \frac{|\nabla \Psi|^2}{B^2} \mathbf{B} \nabla \right) \xi - \frac{\Gamma p B^2 \kappa^2}{\Gamma p + B^2} \xi = 0,$$

где  $\mathbf{B}$  – равновесное магнитное поле,  $\rho$  – массовая плотность,  $p$  – давление,  $\Gamma$  – показатель адиабаты,  $\kappa = 2 \frac{\mathbf{B} \times \nabla \Psi}{B^2} \cdot \left( \frac{\mathbf{B}}{B} \nabla \right) \left( \frac{\mathbf{B}}{B} \right)$ . Это же уравнение при  $\Gamma = 0$  описывает собственно альфвеновский континуум.

Моделирование альфвеновского континуума и структуры ТАЕ в условиях токамака Глобус-М проводилось с помощью модифицированных кодов KINX [23] и SAXE [24]. Подробно процедура подготовки данных и проведения расчетов описана в работе [25]. Для моделирования был выбран момент времени на 141.2 мс в разряде № 37001, в котором проводились измерения с помощью ДОР. Спектрограммы разряда приведены на рис. 3 и радиальные профили амплитуд ТАЕ для компонент  $n = 1$  и  $n = 2$  – на рис. 4. Описанная в работе [25] процедура обработки экспериментальных данных позволяет получить необходимую информацию для численного моделирования, для выбранного разряда и момента времени. Она включает: координаты крайней магнитной поверхности – сепаратрисы, полученные из реконструкции равновесия кодом EFIT [26], и профили плазменных параметров: плотность продольного тока по плазме, плотность и температуру электронов как функции нормированного полоидального магнитного потока. Рассчитанные на основании этих данных альфвеновские



**Рис. 5.** Структура непрерывного альфвеновского спектра для тороидального волнового числа  $n = 1$  (разряд 37001, время 141.2 мс).  $\Psi$  – нормированный полоидальный магнитный поток, профиль запаса устойчивости  $q$  показан жирной линией, экспериментальный профиль массовой плотности – штриховой линией. Профиль плотности нормирован на значение альфвеновской частоты в центре плазмы. Горизонтальные линии соответствуют частотам глобальных мод: сплошные линии – для модели с закрепленной границей, пунктирные – со свободной границей.

спектры и частоты ТАЕ в щелях континуума для моды с тороидальным волновым числом  $n = 1$  приведены на рис. 5. На нем горизонтальные прямые соответствуют частотам ТАЕ мод, сплошные линии – в модели с закрепленной границей, пунктирные – со свободной границей (радиус проводящей стенки  $a_w = 1.3a$ , где  $a$  – радиус границы плазмы). Как видно, в модели со свободной границей соответствующие этим функциям частоты заметно возрастают; в меньшей степени это проявляется для низкочастотной моды, в большей степени – для высокочастотной.

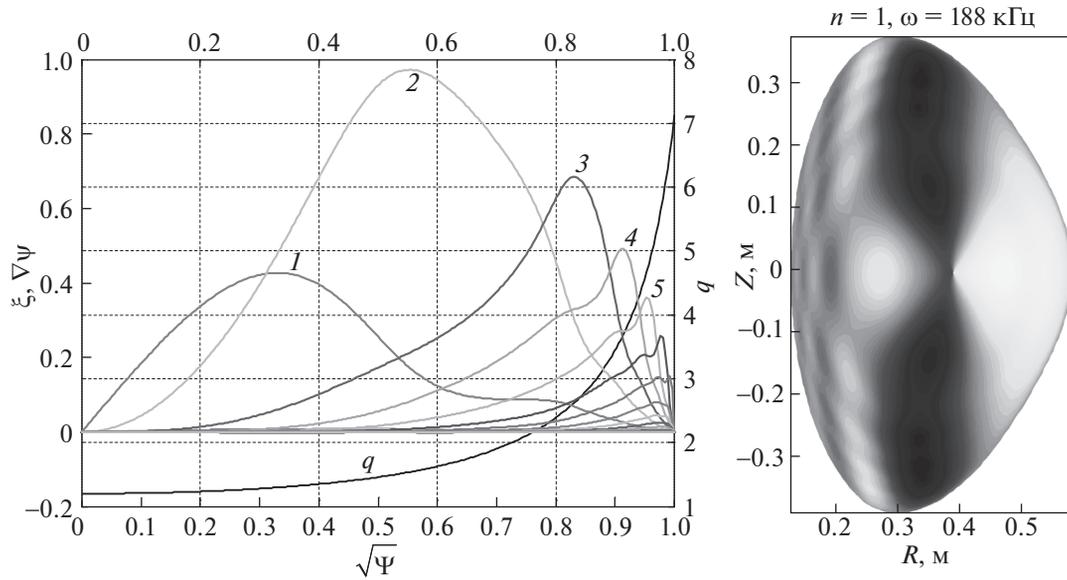
В предположении закрепленной границы для  $n = 1$ , в приближении несжимаемости плазмы, в щели альфвеновского континуума найдено несколько глобальных функций. Одна из них, с частотой 188 кГц, выглядит удовлетворительно согласованной с экспериментальными данными, в том числе по ее локализации. Структура данной моды показана на рис. 6. Подобная картина наблюдается и с учетом эффектов сжимаемости. Непрерывный альфвеновский/звуковой спектр для мод  $n = 1$  представлен на рис. 7.

Если учесть одновременно эффекты давления и свободной границы, то в районе 150–170 кГц имеется семейство мод  $n = 1$ , типа представленной на рис. 7, с набором полоидальных гармоник  $m > 2$ , локализованных на периферии в области

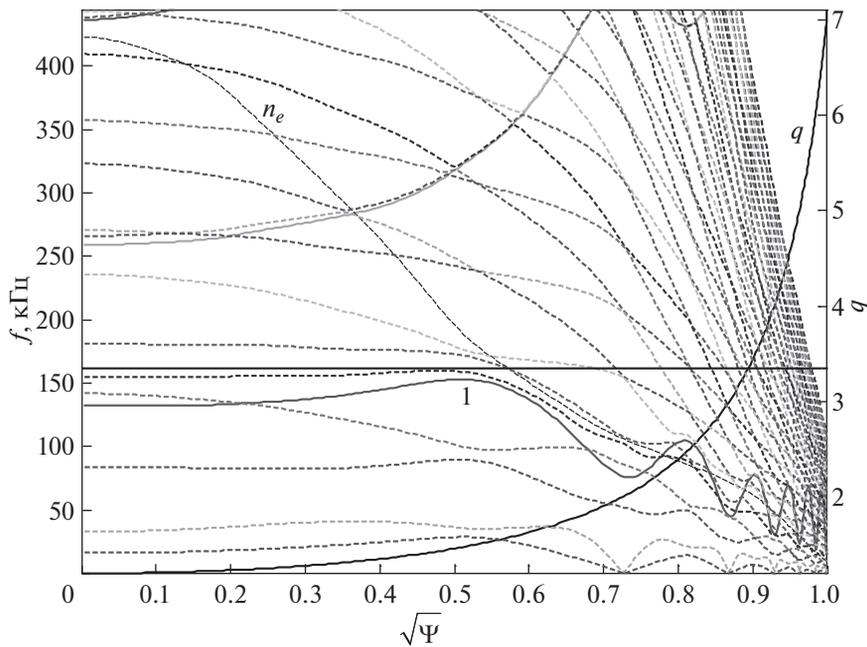
$q = 2-4$ . Это достаточно хорошо согласуется с экспериментом, за исключением сильной приосевой гармоники  $m = 1$ , которая в эксперименте не наблюдается. Возможно, это связано с недостаточной глубиной проникновения зондирующего излучения имеющегося рефлектометра ДОР.

Общее свойство собственных функций для этого разряда – сильное зацепление полоидальных гармоник – например, на рис. 8 доминирующими можно считать моды  $m = 3$ ,  $m = 4$ , но достаточно большую амплитуду имеют и моды с  $m > 4$ . Следует также отметить, что многие представленные здесь моды формально принадлежат непрерывному спектру, что может приводить к их затуханию на континууме, но затухание Ландау на тепловых ионах может оказаться слабым при низких температурах для таких мод, локализованных на периферии, где температура мала.

Гладкие ТАЕ с  $n = 2$  в щели альфвеновского континуума имеют частоты 130–140 кГц. Экспериментальные значения частот, как следует из рис. 3, вдвое выше. Частоты подобных мод в модели “альфвен/звук” со свободной границей несколько выше, их в диапазоне  $280 \text{ кГц} < \omega < 320 \text{ кГц}$  довольно много. Для них характерна общая зависимость: чем выше частота, тем более



**Рис. 6.** Структура ТАЕ-моды с закрепленной границей в щели альфвеновского континуума, частота 188 кГц. Слева показаны гармоники в координатах с выпрямленными силовыми линиями  $\xi\nabla\psi$ , справа – линии уровня смещения плазмы по нормали к магнитным поверхностям  $\xi\nabla\psi/|\nabla\psi|$  (в произвольных единицах, светлый цвет – максимальное, темный цвет – минимальное значение).



**Рис. 7.** Структура непрерывного альфвеновского спектра для тороидального волнового числа  $n = 1$  (разряд 37001, время 141.2 мс). Профиль запаса устойчивости  $q$  показан жирной линией, экспериментальный профиль массовой плотности – штриховой линией. Профиль плотности нормирован на значение альфвеновской частоты в центре плазмы. Горизонтальная линия соответствует частоте глобальной моды на рис. 8. Альфвенский/звуковой спектр показан пунктирными линиями, спектр в модели медленного звука представлен сплошными линиями.

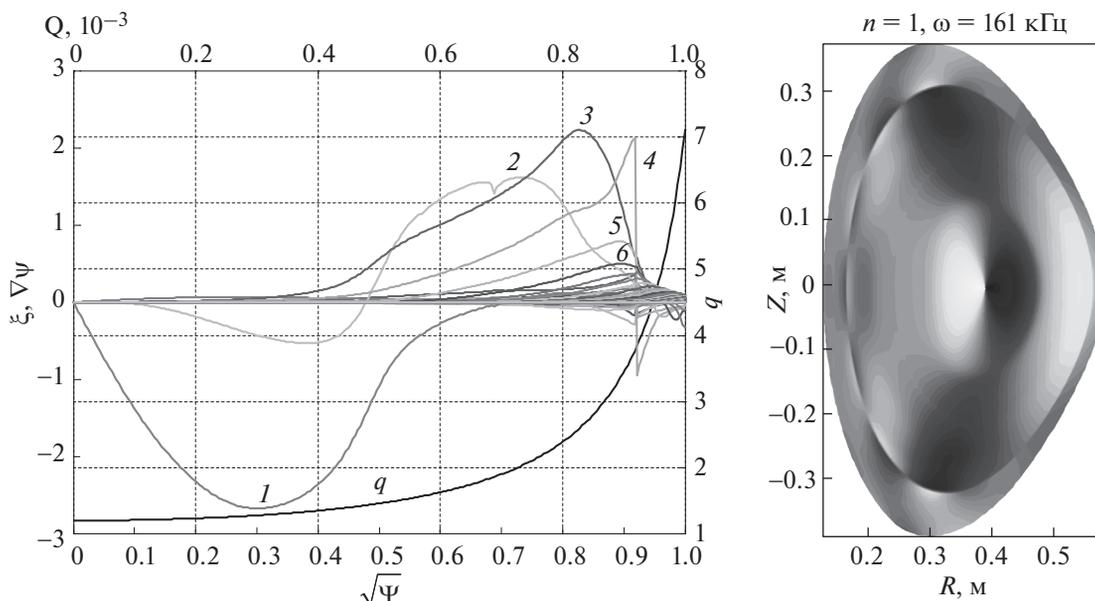


Рис. 8. Структура ТАЕ мод  $n = 1$  для модели со свободной границей и учетом сжимаемости – частота 161 кГц.

периферийная локализация. Однако нужно констатировать, что пока не найдено мод с  $n = 2$ , соответствующих по локализации экспериментально наблюдаемым.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе исследовано влияние величины тороидального магнитного поля и тока по плазме на потери быстрых частиц, инициируемые ТАЕ. Полученные данные позволяют заключить, что решающую роль в уменьшении вызванных ТАЕ потерь играет увеличение тока плазмы, вероятно, из-за уменьшения ларморовского радиуса быстрых частиц в полоидальном магнитном поле. Увеличение тороидального магнитного поля также дает эффект, но более слабый. Одновременное увеличение тока и поля наиболее эффективно, так как позволяет сохранить значение запаса устойчивости. Полученная зависимость является перспективной для режимов будущего компактного источника нейтронов на основе сферического токамака, но должна быть проверена в более широком диапазоне параметров, что является одной из задач экспериментов на реконструированном токамаке Глобус-М2.

Применение метода ДОР позволило определить структуру и локализацию ТАЕ. Установлено, что ТАЕ в токамаке Глобус-М локализованы на периферии плазменного столба, в области нормированных малых радиусов от 0.6 до сепаратрисы. Моды с различными  $n$  имеют несколько раз-

ную локализацию, максимум амплитуды колебаний моды  $n = 2$  относительно моды  $n = 1$  сдвинут наружу. Именно периферийной локализацией могут объясняться большие потери быстрых ионов, имеющих в Глобусе-М широкие орбиты, захватывающие периферию. В этих условиях взаимодействие быстрой частицы с возмущением магнитного поля легко переводит ее на неустойчивые орбиты.

Сопоставление экспериментальных данных с результатами моделирования с помощью кодов KINX и SAGE демонстрирует как ряд соответствий, так и некоторые отличия. Моделирование показало существование глобальных мод в зазоре альфвеновского континуума с частотами, наблюдаемыми в эксперименте, а также наличие в структуре мод гармоник с  $m > 2$ , локализованных на периферии, в области, где моды наблюдаются с помощью ДОР. Однако расчеты в модели сжимаемой плазмы со свободной границей предсказывают вероятное существование сильной центральной гармоники  $m = 1$ , чего не наблюдается в эксперименте. В экспериментах на токамаке Глобус-М2 мы планируем использовать дополнительные каналы ДОР с более высокой частотой зондирования, что позволит нам проникнуть в центр плазмы и экспериментально проверить наличие таких гармоник. Таким образом, мы сможем сделать выбор в пользу той или иной модели.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Эксперименты выполнены на Уникальной научной установке “Сферический токамак Глобус-М”. Исследование ТАЕ проведено при поддержке Российского научного фонда (грант № 17-12-01177).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kuteev B.V., Azizov E.A., Bykov A.S., Dnestrovsky A.Yu., Dokuka V.N., Gladush G.G., Golikov A.A., Goncharov P.R., Gryaznevich M., Gurevich M.I., Ivanov A.A., Khairutdinov R.R., Khripunov V.I., Kingham D., Klishchenko A.V., Kurnaev V.A., Lukash V.E., Medvedev S.Yu., Savrukhin P.V., Sergeev V.Yu., Shpansky Yu.S., Sykes A., Voss G. and Zhirkin A.V. // Nucl. Fusion. 2011. № 51. 073013.
2. Menard J.E., Brown T., El-Guebaly L., Boyer M., Canik J., Colling B., Raman R., Wang Z., Zhai Y., Buxton P., Covele B., D'Angelo C., Davis A., Gerhardt S., Gryaznevich M., Harb M., Hender T.C., Kaye S., Kingham D., Kotschenreuther M., Mahajan S., Maingi R., Marriott E., Meier E.T., Mynsberge L., Neumeyer C., Ono M., Park J.-K., Sabbagh S.A., Soukhanovskii V., Valanju P. and Woolley R. // Nucl. Fusion. 2016. № 56. 106023.
3. Voss G.M., Davis S., Dnestrovskij A., Kirk A., Knight P.J., Loughlin M., O'Brien M.H., Sychugov D., Tabasso A., Wilson H.R. // Fusion Engng Des. 2008. № 83. p. 1648.
4. Peng Y.-K., Fogarty P.J., Burgess T.W., Strickler D.J., Nelson B.E., Tsai J., Neumeyer C.A., Bell R., Kessel C., Menard J., Gates D., LeBlanc B., Mikkelsen D., Fredrickson E., Grisham L., Schmidt J., Rutherford P., Sabbagh S., Field A., Sykes A., Cook I., Mitarai O., Takase Y. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2005. № 47. B263.
5. Gryaznevich M.P., Sharapov S.E. // Nucl. Fusion. 2000. № 40. P. 907.
6. Gryaznevich M.P., Sharapov S.E. // Plasma Phys. and Control. Fusion. 2004. № 46. S15.
7. Fredrickson E.D., Cheng C.Z., Darrow D., Fu G., Gorelenkov N.N., Kramer G., Medley S.S., Menard J., Roquemore L., Stutman D., White R.B. // Phys. Plasmas. 2003. 16 p. 2852.
8. Cheng C.Z., Chance M.S. // Phys. Fluids. 1986. № 11. P. 3695.
9. Fredrickson E.D., Crocker N.A., Bell R.E., Darrow D.S., Gorelenkov N.N., Kramer G.J., Kubota S., Levinton F.M., Liu D., Medley S.S., Podestá M., Tritz K., White R.B., Yuh H. // Phys. Plasmas. 2009. № 16. 122505.
10. Гусев В.К., Голант В.Е., Гусаков Е.З., Дьяченко В.В., Ирзак М.А., Минаев В.Б., Мухин Е.Е., Новохацкий А.Н., Подушиникова К.А., Раздобарин Г.Т., Сахаров Н.В., Трегубова Е.Н., Узлов В.С., Шербинин О.Н., Беляков В.А., Кавин А.А., Косцов Ю.А., Кузьмин Е.Г., Сойкин В.Ф., Кузнецов Е.А., Ягнов В.А. // ЖТФ. 1999. Т. 69. № 9. С. 58.
11. Петров Ю.В., Патров М.И., Гусев В.К., Иванов А.Е., Минаев В.Б., Сахаров Н.В., Толстяков С.Ю., Курские Г.С. // Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 12. С. 1075–1080.
12. Петров Ю.В., Бахарев Н.Н., Гусев В.К., Минаев В.Б., Корнев В.А., Мельник А.Д., Патров М.И., Сахаров Н.В., Толстяков С.Ю., Курские Г.С., Чернышев Ф.В., Щеголев П.Б. // ПЖТФ. 2014. Т. 40. № 24. С. 99–106.
13. Petrov Yu.V., Bakharev N.N., Gusev V.K., Minaev V.B., Kornev V.A., Kurskiev G.S., Patrov M.I., Sakharov N.V., Tolstyakov S.Yu., Shchegolev P.B. // J. Plasma Phys. 2015. № 81. 515810601.
14. Petrov Yu.V., Bakharev N.N., Bulanin V.V., Gusev V.K., Kurskiev G.S., Martynov A.A., Medvedev S.Yu., Minaev V.B., Patrov M.I., Petrov A.V., Petrov M.A., Solokha V.V., Sakharov N.V., Shchegolev P.B., Telnova A.Yu., Tolstyakov S.Yu., Yashin A.Yu. // Proc. 45th EPS Conf. Plasma Phys. 2018. Prague. Czech Republic. 2–6 July. p. 697.
15. Bulanin V.V., Gusev V.K., Kurskiev G.S., Minaev V.B., Patrov M.I., Petrov A.V., Petrov M.A., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Shchegolev P.B., Solokha V.V., Telnova A.Yu., Tolstyakov S.Yu., Yashin A.Yu. // Proc. 45th EPS Conf. Plasma Phys. 2018. Prague, Czech Republic. 2–6 July. P. 1416.
16. Bakharev N.N., Chernyshev F.V., Goncharov P.R., Gusev V.K., Ibyaminova A.D., Kornev V.A., Kurskiev G.S., Melnik A.D., Minaev V.B., Mironov M.I., Patrov M.I., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Shchegolev P.B., Tolstyakov S.Yu., Zadviitskiy G.V. // Nucl. Fusion. 2015. № 55. 043023.
17. Bakharev N.N., Bulanin V.V., Chernyshev F.V., Gusev V.K., Khromov N.A., Kiselev E.O., Kurskiev G.S., Melnik A.D., Minaev V.B., Mironov M.I., Miroshnikov I.V., Patrov M.I., Petrov A.V., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Shchegolev P.B., Sladkomedova A.D., Solokha V.V., Telnova A.Yu., Tokarev V.A., Tolstyakov S.Yu., Yashin A.Yu. // Nucl. Fusion. 2018. V. 58. P. 126029.
18. Minaev V.B., Gusev V.K., Sakharov N.V., Petrov Y.V., Varfolomeev V.I., Bakharev N.N., Bondarchuk E.N., Chernyshev F.V., Kavin A.A., Khromov N.A., Kurskiev G.S., Mineev A.B., Novokhatsky A.N., Oshuev K.Y., Patrov M.I., Senichenkov I.Y., Shchegolev P.B., Shevelev A.E., Sladkomedova A.D., Telnova A.Y., Tokarev V.A., Tolstyakov S.Y., Zhilin E.G. // Proc. 45th EPS Conf. Plasma Phys. 2018. Prague, Czech Republic. 2–6 July. P. 1164.
19. Yashin A.Y., Bulanin V.V., Petrov A.V., Petrov M.A., Gusev V.K., Khromov N.A., Kurskiev G.S., Patrov M.I., Petrov Y.V., Tolstyakov S.Y., Prisyazhnyuk D.V. // JINST. 2015. № 10. P10023.
20. Буланин В.В., Гусев В.К., Курские Г.С., Минаев В.Б., Патров М.И., Петров А.В., Петров М.А., Петров Ю.В., Тельнова А.Ю., Яшин А.Ю. // ПЖТФ. 2017. Т. 43. № 23. С. 40

21. Бахарев Н.Н., Гусев В.К., Ибляминова А.Д., Корнев В.А., Курские Г.С., Мельник А.Д., Минаев В.Б., Патров М.И., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Толстяков С.Ю., Хромов Н.А., Чернышев Ф.В., Щеголев П.Б., Вагнер Ф. // ПЖТФ. 2013. 39. С. 22.
22. Chu M.S., Greene J.M., Lao L.L., Turnbull A.D., Chance M.S. // Phys. Fluids B. 1992. V. 4. P. 3713.
23. Degtyarev L., Medvedev S., Troyon F., Villard L., Gruber R. // Comput. Phys. Commun. 1997. V. 103.
24. Medvedev S.Yu., Villard L., Degtyarev L.M., Martynov A.A., Gruber R., Troyon F. // 20th EPS Conf. Control. Fusion and Plasma Physics (Lisbon, Portugal). 1993. V. 17C. Pt. IV. P. 1279.
25. Медведев С.Ю., Мартынов А.А., Гусев В.К., Петров Ю.В., Патров М.И., Тельнова А.Ю., Иванов А.А., Пошехонов Ю.Ю. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2018. Т. 41. № 2. С. 95–104.
26. Lao L.L., St. John H., Stambaugh R.D., Kellman A.G., Pfeiffer W. // Nucl. Fusion. 1985. 25. P. 1611.