

ТЕПЛОВАЯ НАГРУЗКА НА СТЕНКУ ТОКАМАКА ГЛОБУС-М2 ИЗ-ЗА ПОТЕРЬ БЫСТРЫХ ИОНОВ ВО ВРЕМЯ ТОРОИДАЛЬНЫХ АЛЬФВЕНОВСКИХ МОД

© 2023 г. Н. Н. Бахарев^{а,*}, И. М. Балаченков^а, В. И. Варфоломеев^а, В. К. Гусев^а,
Е. О. Киселев^а, Г. С. Курскиеv^а, А. Д. Мельник^а, В. Б. Минаев^а, И. В. Мирошников^а,
Ю. В. Петров^а, Н. В. Сахаров^а, О. М. Скрекель^а, А. Ю. Тельнова^а, В. А. Токарев^а,
Е. А. Тюхменева^а, Ф. В. Чернышев^а, П. Б. Щеголев^а, А. Ю. Яшин^а

^аФизико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: bakharev@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 04.07.2023 г.

После доработки 06.09.2023 г.

Принята к публикации 25.09.2023 г.

Описаны результаты экспериментов, проведенных на токамаке Глобус-М2, направленных на изучение потерь быстрых ионов на внешнюю стенку токамака из-за их взаимодействия с тороидальными альфвеновскими модами. Экспериментально измерен локальный нагрев графитовых пластин, а также рассчитан соответствующий тепловой поток. Показано, как моделирование орбит теряемых частиц объясняет особенности пространственного распределения нагрева стенки. Изучена зависимость потока теряемых быстрых частиц на стенку от амплитуды неустойчивости. Продемонстрировано, что моделирование предсказывает похожую зависимость, а также связывает ее характер с особенностью пространственного распределения быстрых ионов.

Ключевые слова: тороидальные альфвеновские моды, быстрые ионы, сферический токамак, нейтральная инжекция, тепловизор

DOI: 10.31857/S0367292123600905, **EDN:** APGRRA

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из ключевых проблем термоядерного синтеза, требующих детального изучения, является удержание быстрых ионов, возникающих в результате реакции ядерного синтеза или из-за применения методов дополнительного нагрева. В частности, потери быстрых частиц при возникновении неустойчивостей плазмы могут вызвать значительную тепловую нагрузку на стенку токамака, что представляет серьезный вызов для долгосрочной эксплуатации и безопасности будущих установок.

Тороидальные альфвеновские моды являются коллективными колебаниями плазмы, возникающими в результате взаимодействия альфвеновских волн с быстрыми частицами. Этот вид неустойчивостей может приводить к увеличению потерь быстрых частиц из плазмы [1–3], что в свою очередь может вызвать локальное увеличение тепловой нагрузки на стенку токамака. Понимание механизмов возникновения альфвеновских неустойчивостей и их влияния на тепловую нагрузку является критически важным для разработки стратегий контроля и снижения этого воздействия.

В данной статье представлены экспериментальные результаты исследования тепловой нагрузки на стенку сферического токамака Глобус-М2, вызванной потерями быстрых частиц из-за взаимодействия с тороидальными альфвеновскими модами. Представленная работа является продолжением предыдущих исследований [4–9], где было показано, что тороидальные альфвеновские моды на токамаке Глобус-М и Глобус-М2 приводят к потерям и транспорту быстрых частиц в фазовом пространстве.

Работа построена следующим образом: в разд. 2 описан токамак Глобус-М2, его основные диагностики, а также используемые методы; в разд. 3 рассматриваются экспериментальные результаты, а их анализ представлен в разд. 4; заключение изложено в разд. 5.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

2.1. Токамак Глобус-М2

Эксперименты по изучению тепловой нагрузки на стенку токамака при развитии тороидаль-

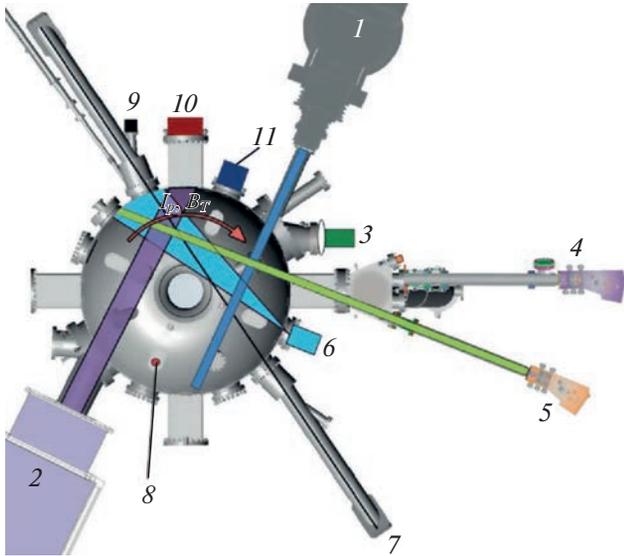


Рис. 1. Токамак Глобус-М2 и основные используемые диагностики (вид сверху): 1 – инжектор 1; 2 – инжектор 2; 3 – система сбора света системы томсоновского рассеяния; 4 – анализатор атомов перезарядки АКОРД-12; 5 – анализатор атомов перезарядки АКОРД-24М; 6 – тепловизор; 7 – зондирующий лазерный луч системы томсоновского рассеяния; 8 – микроволновый интерферометр; 9 – диагностика эффективного заряда; 10 – ДОР; 11 – CXRS.

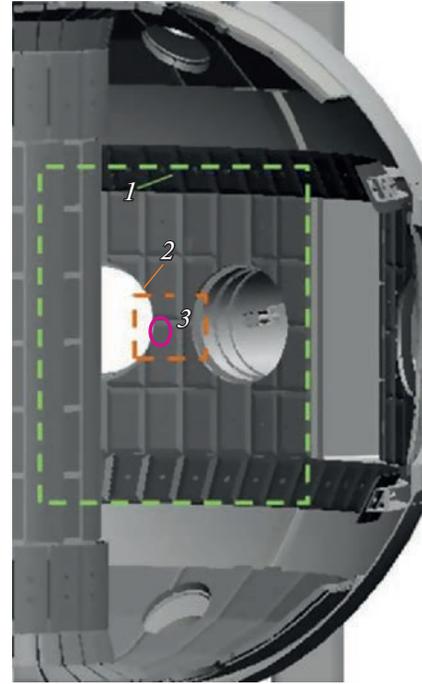


Рис. 2. Области наблюдения тепловизора. 1 – полный кадр; 2 – обрезанный кадр, используемый при работе с частотой 3.3 кГц; 3 – область максимального нагрева графитовой пластины.

ных альфвеновских мод проводились в сферическом токамаке Глобус-М2 (большой радиус $R \approx 0.36$ см, малый радиус $a \approx 0.24$ см) [10–12] при тороидальном магнитном поле $B_T \approx 0.8$ Тл и токе плазмы $I_p \approx 250$ –300 кА. Дополнительный нагрев плазмы осуществлялся с помощью инъекции пучка дейтерия с энергией 46 кэВ (инжектор 2) [13], либо 28 кэВ (инжектор 1) [14] мощностью примерно 900 кВт каждый. Расположение комплекса нейтральной инъекции, а также основных используемых диагностик показано на рис. 1.

Нагрев стенки токамака измерялся с помощью тепловизора (инфракрасной камеры) [15], установленного в экваториальной плоскости токамака. Область наблюдения тепловизора показана на рис. 1 и 2. Детектор ИК-камеры работает в диапазоне волн 3.5–4.7 мкм. Пространственное разрешение ~ 1.3 мм/пиксель. Измерения в режиме полного кадра (320×256 пикселей) позволяют работать с частотой кадров до 220 Гц. При исследовании всплеск тороидальных альфвеновских мод с характерной длительностью несколько сотен микросекунд размер кадра тепловизора был уменьшен до 40×64 пикселей, а частота кадров увеличена до 3.3 кГц. Изменение концентрации быстрых частиц вблизи границы плазмы изучалось с помощью анализатора атомов перезарядки АКОРД-24М [16, 17], работающего в активном режиме [18], когда основной источник сигнала

определялся местом пересечения линии наблюдения диагностики с пучком инжектируемых атомов. Линия обзора анализатора отклонена относительно экваториальной плоскости на 8 градусов вниз, что соответствует активным измерениям в области вблизи $R = 44.6$ см, $Z = -12.5$ см, где Z – вертикальная координата относительно экваториальной плоскости.

Для идентификации альфвеновских неустойчивостей использовались восемь быстрых магнитных зондов, равномерно распределенных вдоль тороидального обхода камеры, и набор из 15 зондов, обеспечивающих измерения в диапазоне частот до 150 кГц, расположенных в поперечном сечении. Для моделирования потерь быстрых частиц использовалась локализация тороидальной альфвеновской моды, полученная методом доплеровского обратного рассеяния (ДОР) [19]. Температуру ионов измеряли с помощью активной спектроскопической диагностики (CXRS) [20, 21] и сканирующего анализатора атомов перезарядки АКОРД-12, работающего в активном режиме [22]. Профили электронной температуры и плотности были получены с использованием системы томсоновского рассеяния (ТР) [23], микроволновый интерферометр с вертикальной линией зондирования $R = 42$ см применялся для измерения эволюции плотности между измерениями ТР. Эффективный заряд Z_{eff} был

получен с помощью диагностики Z_{eff} , описанной в [24, 25]. Магнитная конфигурация была восстановлена с использованием кода EFIT [26].

2.2. Моделирование транспорта быстрых ионов

Для лучшего понимания транспорта быстрых частиц в фазовом пространстве и особенностей их потерь из-за столкновения со стенкой токамака при развитии тороидальных альфвеновских мод было использовано упрощенное моделирование методом Монте-Карло. Моделирование основано на подходе, описанном в работе [27], с изменениями, учитывающими особенности токамака Глобус-М2. На первом этапе с помощью кода NUBEAM [28] рассчитывалась функция распределения быстрых частиц непосредственно перед возникновением альфвеновской неустойчивости. Далее с учетом рассчитанного распределения генерировался ансамбль из 10^5 ионов. Для каждого иона решалось уравнение движения в трехмерных электрическом и магнитном полях в течение 0.4 мс, чтобы выяснить, какая доля частиц теряется из-за взаимодействия со стенкой токамака. Изменение частоты, локализации и амплитуды альфвеновской моды задавалось на основе экспериментальных измерений с использованием диагностики ДОР и массива магнитных зондов. Важно отметить, что такая модель может быть использована только для качественного сравнения рассчитанного потока тепла на стенку с экспериментальными значениями. Это связано с тем, что в модели не заложена трехмерная структура стенки токамака, из-за чего моделирование позволяет рассчитывать только тепловую нагрузку, проинтегрированную по тороидальному обходу токамака. Однако с использованием существующего набора диагностик в эксперименте невозможно получить интегральную тепловую нагрузку на стенку, поскольку область, обзореваемая телевизором, захватывает менее 10% от всей стенки токамака. Другим обстоятельством, которое не позволяет непосредственно сравнивать результаты моделирования с экспериментом, является тот факт, что в расчетах потерь быстрых частиц на стенку считается, что при попадании быстрого иона в стенку он локально теряет всю энергию, а также не создает дополнительных электрических полей и не приводит к возникновению аномальной диффузии основной плазмы. Отметим, что характерные времена рассматриваемых альфвеновских возмущений ~ 100 мкс, что на несколько порядков меньше характерного времени замедления быстрой частицы в пристеночной плазме, из-за чего при моделировании не учитывается влияние быстрых ионов на функцию распределения электронов в этой области во время развития альфвеновских неустойчивостей.

Тем не менее, такое моделирование может быть полезно для объяснения общих экспериментальных особенностей поведения высокоэнергетичных частиц при взаимодействии с альфвеновскими неустойчивостями.

2.3. Расчет тепловой нагрузки

Оценка локального теплового потока, падающего на стенку, проводилась с помощью метода градиентного спуска с использованием функций Грина. В качестве базового уравнения, описывающего нагрев графитовой пластины, было использовано уравнение теплопроводности, записанное в одномерном приближении для полубесконечной пластины, где x — координата, соответствующая продвижению вглубь пластины.

Уравнение теплопроводности [29]

$$\begin{cases} K_x \frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial x^2} = \rho C_p \frac{\partial T(x, t)}{\partial t}, \\ -K_x \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} = q(t), \\ T(x, 0) \equiv T_0 = 0, \end{cases}$$

где T — температура, q — тепловой поток, K_x — теплопроводность, равная 140 Вт/(м·К), ρ — плотность, равная 2100 кг/м³, C_p — теплоемкость, равная 700 Дж/К (для графита РГТ-91 [30], используемого на токамаке Глобус-М2).

Температура поверхности пластины в таком приближении описывается следующим выражением:

$$\begin{aligned} T(0, t) &= \frac{\chi_x}{K_x} \int_0^t G_{x20}(0, t | 0, \tau) \cdot q(\tau) d\tau = \\ &= \frac{\chi_x}{K_x} \int_0^t \frac{1}{\sqrt{\pi \chi_x (t - \tau)}} \cdot q(\tau) d\tau, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\chi_x = K_x / \rho C_p$ — коэффициент температуропроводности, G_{x20} — функция Грина для полубесконечной пластины.

Для каждого момента времени, когда измерена температура (t_i), методом градиентного спуска подбирается тепловой поток, заданный во времени линейной кусочно-непрерывной функцией, так, чтобы температура, посчитанная по формуле (1), отличалась от экспериментальной не более чем на 0.01%.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для изучения орбитальных потерь быстрых частиц из-за столкновений со стенкой токамака при тороидальных альфвеновских модах была

проведена серия разрядов #42358–42366 с близкими параметрами. В данных разрядах осуществлялась инжекция дейтерия с энергией 46 кэВ мощностью 900 кВт в дейтериевую плазму. Нейтральная инжекция начиналась на 130 мс. Вспышки тороидальных альфвеновских мод (так называемые chirping моды) наблюдались на стадии роста тока примерно со 135 до 150 мс при тороидальном магнитном поле $B_T \approx 0.8$ Тл и токе плазмы I_p от 250 до 300 кА. Температура стенки токамака измерялась с помощью тепловизора (см. раздел 2.1). Эксперименты проводились в диверторной конфигурации, из-за чего тепловой поток основной плазмы направлен в основном в диверторную область, а не на внешнюю стенку. Благодаря этому рост температуры из-за потока быстрых частиц на стенку хорошо виден на фоне относительно слабого нагрева, связанного с взаимодействием плазма–стенка.

В экспериментах было обнаружено, что сильным вспышкам неустойчивости соответствует локальный рост температуры внешней стенки, что свидетельствует о потерях быстрых частиц из-за взаимодействия с альфвеновской волной. При этом тепловизор не зафиксировал роста температуры на внутренней стенке и на нижнем куполе токамака. Пример изменения температуры стенки и теплового потока (рассчитанного методом, описанным в разделе 2.3) при вспышках тороидальных альфвеновских мод в разряде #42364 показан на рис. 3а). Двумерное распределение изменения температуры графитовых пластин (область 2 на рис. 2) во время вспышки тороидальной альфвеновской моды на 140 мс в разряде #42364 показано на рис. 3б). Как видно из рисунка, нагрев пластины неравномерный, основная тепловая нагрузка приходится на левую грань пластины, при этом нижняя пластина греется сильнее верхней. Неравномерность распределения тепловой нагрузки по тороидальному обходу связана с тем, что слева от исследуемых графитовых пластин находится патрубков, а графитовые пластинки справа расположены на несколько мм дальше от центра камеры из-за неточности монтажа. Предполагается, что нагрев пластины обусловлен быстрыми частицами (движущимися слева направо), теряемыми из-за взаимодействия с альфвеновской волной. Основной вклад в дополнительную тепловую нагрузку на стенку при развитии тороидальных альфвеновских мод в рассматриваемом сценарии вносят заряженные быстрые ионы. Как показано в работе [7], транспорт ионов высокой энергии в токамаке Глобус-М2 ближе к границе также приводит к увеличению их потерь на перезарядку: атомы, рождаемые преимущественно в нескольких см от стенки токамака также попадают в стенку вблизи экваториальной плоскости, однако данные потери менее локализованы как в полоидальном, так и в то-

роидальном направлении. Это обстоятельство, а также тот факт, что характерные времена потерь на перезарядку в рассматриваемых экспериментах составляют ~ 1 мс, что на порядок больше характерного времени вспышки альфвеновской неустойчивости, приводят к тому, что локальный поток атомов в рассматриваемой области не превышает 5% от потока ионов. Поскольку скорость альфвеновской волны значительно выше скорости тепловых ионов и значительно ниже скорости тепловых электронов, тепловые частицы не взаимодействуют с альфвеновской неустойчивостью и не создают дополнительную нагрузку на стенку. Альфвеновская волна приводит к колебаниям электрического и магнитного поля вблизи стенки, однако, зондовые измерения показывают, что амплитуда таких колебаний незначительна, что не может приводить к существенному нагреву стенки из-за изменения теплового потока от основной плазмы.

На рис. 4 показана зависимость локального (область 3 на рис. 2) нагрева стенки и теплового потока (рассчитанного методом, описанным в разд. 2.3) от амплитуды альфвеновских колебаний, измеренных с помощью магнитного зонда. Разброс точек определяется в основном не ошибкой измерения (которая не превышает размера точки на графике), а разбросом параметров плазмы, в первую очередь – токов плазмы (как показано в работе [31], в токамаке Глобус-М транспорт быстрых частиц в фазовом пространстве сильно зависел от тока плазмы). Обе зависимости показывают рост после достижения порогового значения амплитуды колебания $\sim 0.1\text{--}0.2$ мТл. Отметим также, что подобная пороговая зависимость наблюдалась ранее для атомов с энергией 28.5 ± 1.5 кэВ, зарегистрированных анализатором атомов перезарядки с линией наблюдения, отклоненной на 8 градусов вниз от экваториальной плоскости. Эти экспериментальные данные получены в серии разрядов с близкими параметрами (#41186, 87, 89, 90–94) с инжекцией дейтерия с энергией 28 кэВ мощностью примерно 900 кВт в дейтериевую плазму. Вспышки тороидальных альфвеновских мод наблюдались на стадии роста тока примерно со 141 до 148 мс при тороидальном магнитном поле $B_T \approx 0.5$ Тл и токе плазмы $I_p \approx 190\text{--}220$ кА. Пример сигнала анализатора атомов перезарядки в разряде #41186 показан на рис. 5а). Как видно, трем самым сильным вспышкам на сигнале быстрого зонда соответствуют три всплеска на сигнале анализатора атомов перезарядки, которые быстро спадают после затухания альфвеновских колебаний. Зависимость амплитуды данных всплесков от амплитуды альфвеновских колебаний показана на рис. 5б). Как видно, данная зависимость, как зависимости на рис. 4, имеет пороговый характер. Сигнал анализатора атомов перезарядки является преимущественно

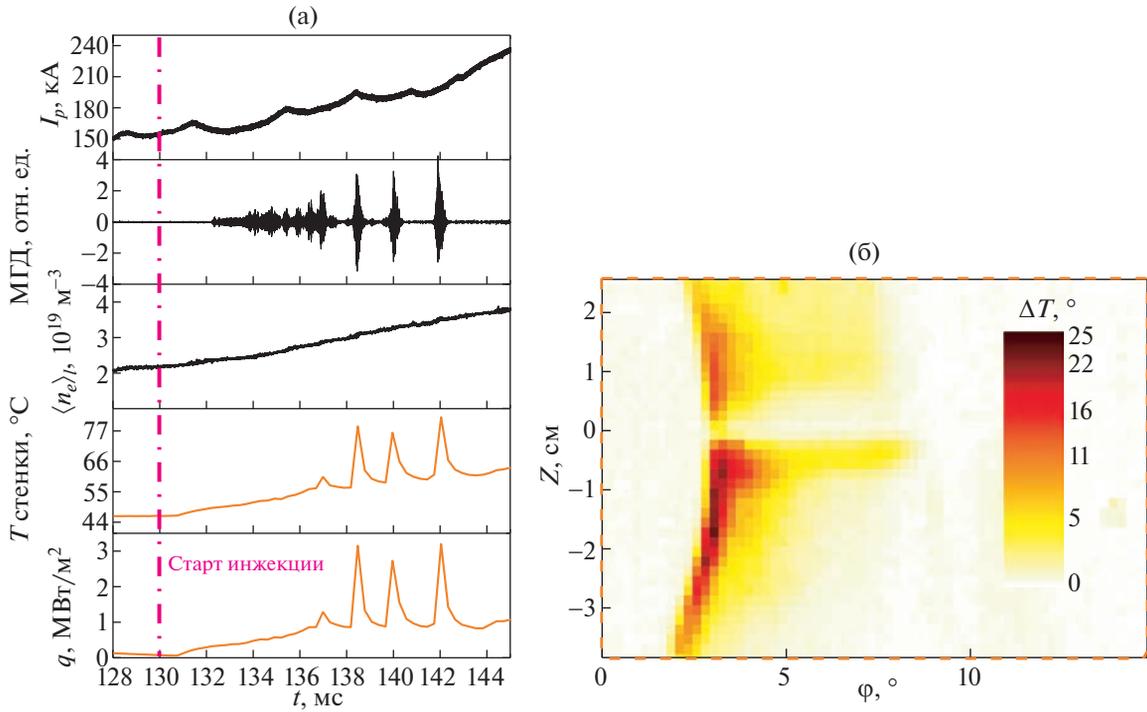


Рис. 3. Разряд #42364. а) – Эволюция основных параметров. Сверху вниз: ток плазмы, сигнал магнитного зонда, среднехордовая плотность, локальная температура графитовой пластины в области 3 на рис. 2 и тепловая нагрузка в данной области; б) двумерное распределение изменения температуры графитовых пластин (область 2 на рис. 2) во время вспышки тороидальной альфвеновской моды на 140 мс. Z – вертикальная координата относительно экваториальной плоскости, ϕ – тороидальный угол.

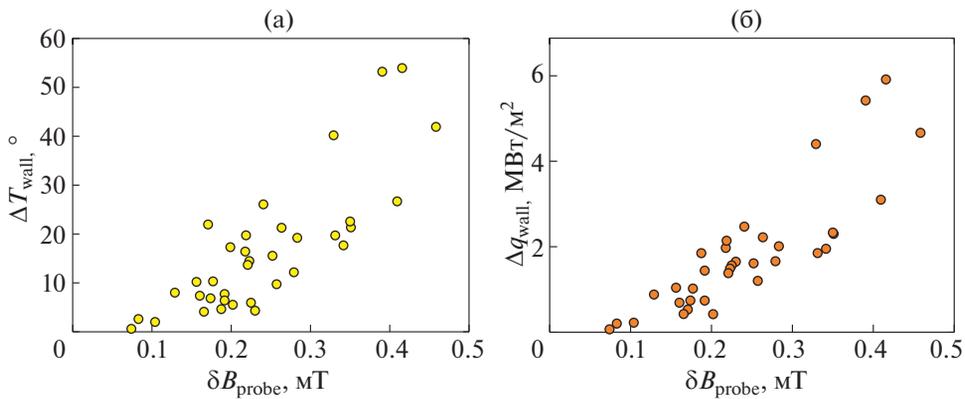


Рис. 4. Зависимость локального (область 3 на рис. 2) увеличения температуры стенки (а) и увеличения теплового потока (б) от амплитуды альфвеновских колебаний, измеренных с помощью магнитного зонда.

активным. Если построить орбиту ионов, претерпевающих перезарядку в центре активной мишени и регистрируемых анализатором атомов перезарядки (рисунок 5в), то можно заметить, что такая орбита пересекает стенку токамака. Таким образом, тепловизор и анализатор предоставляют данные о теряемых ионах высокой энергии. Теп-

ловизор позволяет определять локальный нагрев стенки токамака быстрыми частицами, в то время как сигнал анализатора атомов перезарядки пропорционален концентрации данных частиц в плазме непосредственно перед попаданием на стенку. Этим объясняется схожее поведение зависимостей на рис. 5б и 4.

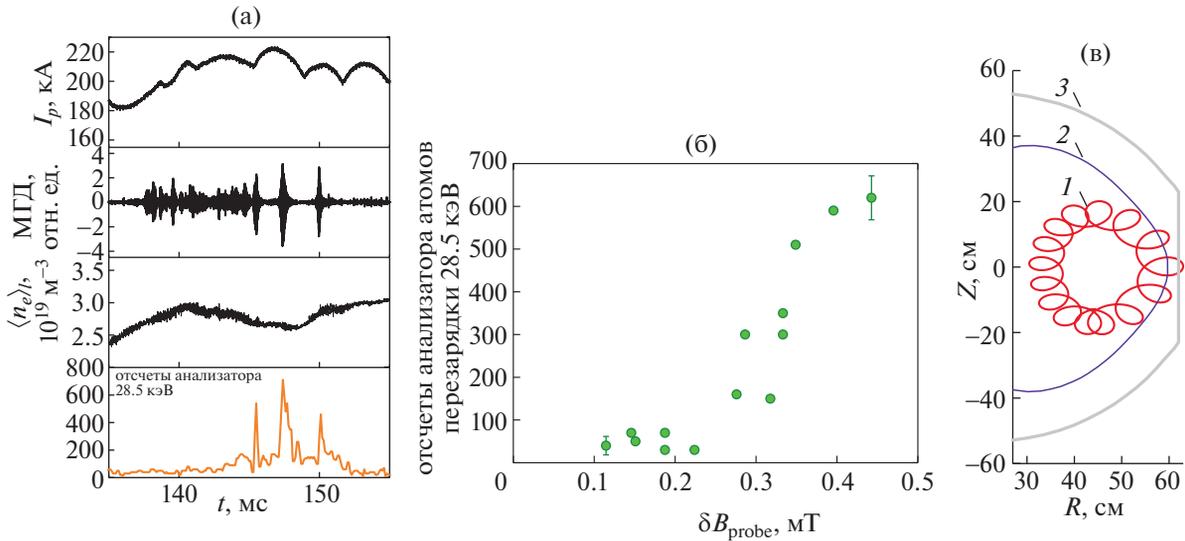


Рис. 5. Измерения анализатором атомов перезарядки с линией наблюдения, отклоненной на 8 градусов вниз от экваториальной плоскости. а) – Разряд #41186. Эволюция основных параметров. Сверху вниз: ток плазмы, сигнал магнитного зонда, среднехордовая плотность, поток атомов с энергией 28.5 ± 1.5 кэВ; б) – зависимость роста потока атомов с энергией 28.5 ± 1.5 кэВ от амплитуды альфвеновских колебаний, измеренных с помощью магнитного зонда. На графике также показаны типичные значения двух стандартных ошибок; в) 1 – орбита ионов с энергией 28.5 кэВ до перезарядки и регистрации анализатором, 2 – последняя замкнутая магнитная поверхность плазмы, 3 – стенка токамака.

4. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

В экспериментах было обнаружено, что во время тороидальных альфвеновских мод основная часть дополнительной тепловой нагрузки, связанной с потерями быстрых ионов, приходится на внешнюю стенку токамака вблизи экваториальной плоскости. При этом не был зарегистрирован нагрев пластин на внутренней стенке и нижнем куполе токамака. Этот экспериментальный результат совпадает с результатами моделирования. На рис. 6а показана рассчитанная тепловая нагрузка на стенку токамака, усредненная по тороидальному обходу. Основной поток тепла приходится на внешнюю стенку вблизи экваториальной плоскости, причем, как и в эксперименте, нагрев снизу относительно экватора сильнее, чем сверху. Кроме того, моделирование предсказывает попадание быстрых ионов на внутреннюю стенку токамака вблизи экватора, а также в нижний купол установки. Однако предсказываемая тепловая нагрузка в этих областях на несколько порядков меньше, чем на внешней стенке, из-за чего нагрев пластин в эксперименте невозможно зарегистрировать с помощью используемого тепловизора. Рисунки 6б и 6в демонстрируют пересекающие стенку орбиты, на которых быстрые частицы могут попасть из-за взаимодействия с волной. Как видно из рисунков, нагрузку на внешнюю стенку создают ионы со скоростью вдоль тока плазмы, а также некоторые запертые частицы. Ионы, движущиеся навстречу

току плазмы, могут попасть на внутреннюю часть стенки или на нижнюю часть купола вблизи внутренней стенки. Орбиты некоторых запертых частиц могут попадать на нижнюю часть купола токамака. Поскольку большая часть быстрых ионов – это пролетные ионы, движущиеся по току плазмы, основная тепловая нагрузка приходится на внешнюю стенку токамака. Кроме того, моделирование объясняет асимметрию нагрева пластин относительно экваториальной плоскости, где плазма максимально приближена к стенке. Как видно из рис. 6б и в, ионы, попадающие на внешнюю стенку, движутся против часовой стрелки, из-за чего сталкиваются со стенкой преимущественно в нижней половине камеры.

Пороговая зависимость потерь быстрых частиц от амплитуды неустойчивости (как на рис. 4 и 5б) обычно объясняется диффузионным механизмом транспорта быстрых частиц [32, 33]. Однако, как было показано ранее [5, 7, 31], в токамаках Глобус-М/М2 транспорт быстрых частиц имеет линейную зависимость от амплитуды тороидальных альфвеновских мод, а порог на данной зависимости отсутствует. Это свидетельствует о резонансном механизме транспорта быстрых частиц [34]. Противоречие может быть снято с помощью моделирования, описанного в разделе 2.2. На рис. 7а показана рассчитанная зависимость потерь быстрых частиц на внешнюю стенку токамака в диапазоне $-10 \text{ см} < Z < 0 \text{ см}$ от амплитуды альфвеновских колебаний. Как видно из рисунка, моделирование предсказывает низкую нагруз-

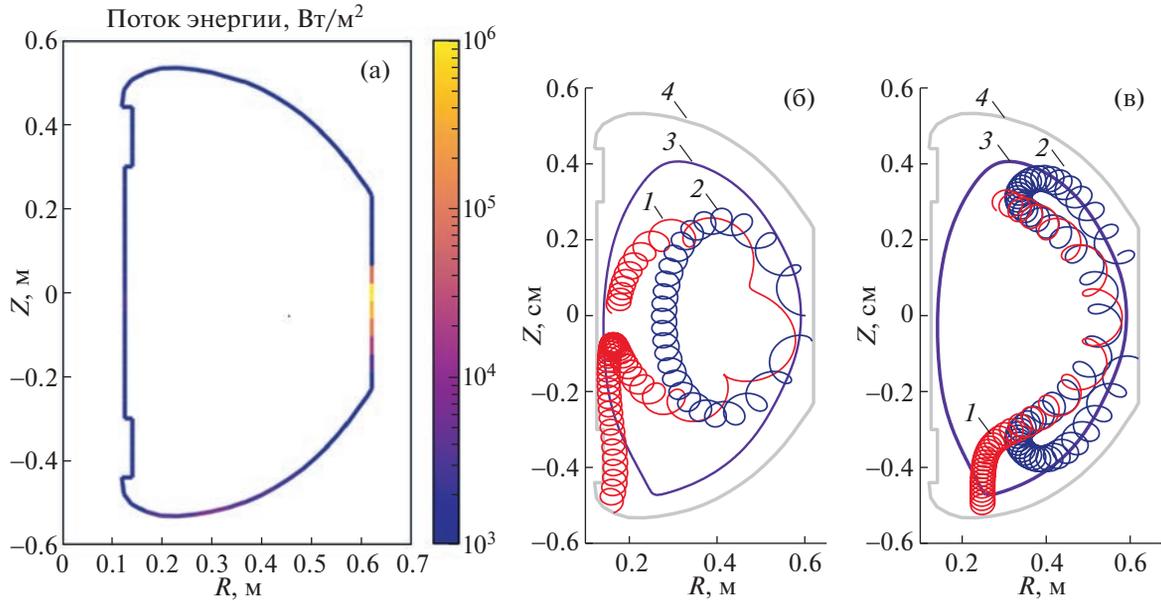


Рис. 6. а) Рассчитанная нагрузка на стенку токамака при тороидальной альфвеновской моде, усредненная по тороидальному обходу. Расчет соответствует параметрам плазмы разряда #42364, измеряемая зондом амплитуда колебаний 0.8 мТл; б) орбиты пролетных тяжелых частиц с энергией 28 кэВ, 1 – ион, движущийся навстречу току плазмы, 2 – ион, движущийся по току плазмы, 3 – последняя замкнутая магнитная поверхность плазмы, 4 – стенка токамака; в) 1, 2 – орбиты запертых тяжелых частиц с энергией 28 кэВ, 3 – последняя замкнутая магнитная поверхность плазмы, 4 – стенка токамака.

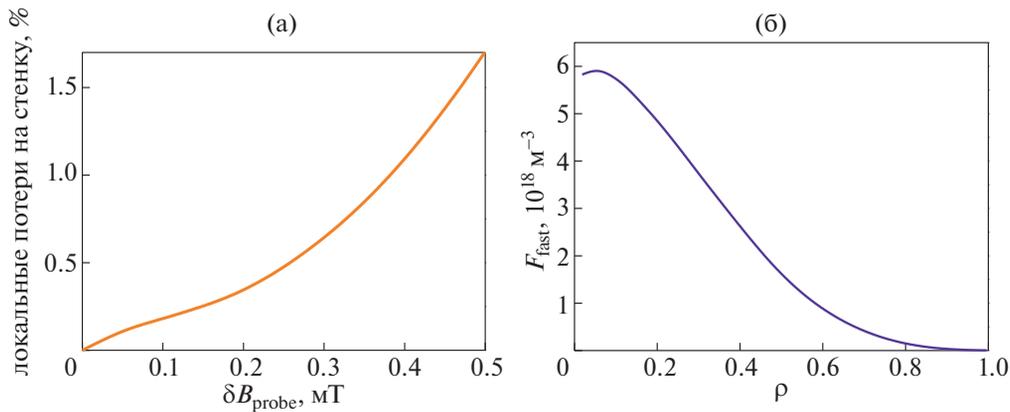


Рис. 7. а) Рассчитанная зависимость доли быстрых частиц, попадающих на внешнюю стенку токамака в диапазоне $-10 \text{ см} < Z < 0 \text{ см}$, к полному числу быстрых частиц от амплитуды альфвеновских колебаний; б) пространственное распределение частиц высокой энергии ($E > 2 \text{ кэВ}$) в разряде #42364 перед возникновением альфвеновской неустойчивости, рассчитанное кодом NUBEAM.

ку на стенку при малых амплитудах альфвеновских колебаний, однако при достижении уровня около 0.2 мТл начинается резкий рост нагрузки. Такой характер зависимости совпадает с экспериментальными результатами (рис. 4 и 5б). Однако причиной такой зависимости является не диффузионный механизм транспорта быстрых частиц, а особенности функции распределения быстрых ионов. На рис. 7б показано рассчитан-

ное кодом NUBEAM пространственное распределение быстрых частиц перед развитием альфвеновской неустойчивости. Здесь $\rho = \frac{\psi - \psi_{axis}}{\psi_{LCFS} - \psi_{axis}}$, где ψ – полоидальный магнитный поток, ψ_{axis} – ψ на магнитной оси, ψ_{LCFS} – ψ на последней замкнутой магнитной поверхности. Концентрация быстрых частиц вблизи границы плазмы мала из-

за высоких потерь на перезарядку. При развитии неустойчивостей с низкой амплитудой быстрые ионы из центральных областей плазмы, где их концентрация существенно выше, чем на границе, не успевают переместиться в фазовом пространстве настолько, чтобы попасть в стенку токамака. Из-за этого тепловая нагрузка на стенку оказывается мала. Однако уровень амплитуды более 0.2 мТл оказывается достаточным для попадания быстрых ионов из центральных областей на стенку токамака, что приводит к изменению скорости роста зависимости, а в эксперименте выглядит как существование порога. Отметим, что неустойчивости низкой амплитуды потенциально также могут приводить к попаданию быстрых ионов из центральной области плазмы на стенку, если их действие будет достаточно продолжительным, однако в данной работе они не рассматриваются. Таким образом, транспорт быстрых частиц не является диффузионным, а пороговая зависимость связана с особенностью пространственного распределения быстрых частиц в токамаке Глобус-М2.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В экспериментах на токамаке Глобус-М2 были обнаружены потери быстрых ионов на внешнюю стенку из-за их взаимодействия с тороидальными альфвеновскими модами. Дополнительный поток быстрых частиц на стенку приводил к локальному росту температуры на величину до 50° , что соответствует потоку тепла до 6 МВт/м^2 . Основные потери происходили вблизи экваториальной плоскости асимметрично относительно нее. Моделирование показало, что большая часть быстрых ионов, действительно, попадает на стенку токамака вблизи экваториальной плоскости, поскольку здесь стенка наиболее приближена к плазме. Поток быстрых ионов на стенку в других областях установки мал, из-за чего не может наблюдаться экспериментально. Асимметрия потерь относительно экваториальной плоскости связана с тем, что ионы, попадающие на внешнюю стенку, движутся против часовой стрелки в полоидальном сечении и сталкиваются со стенкой преимущественно в нижней половине камеры.

Поскольку на токамаке Глобус-М2 длительность альфвеновских всплесков не превышала нескольких сотен мкс, потери быстрых ионов не создавали опасных нагрузок на стенку. Однако такие потери опасны для будущих компактных токамаков. Неидеальный монтаж графитовых пластин токамака Глобус-М2, а также наличие патрубков в экваториальной плоскости приводили к неравномерности распределения потока термических быстрых частиц по тороидальному обходу. В будущих токамаках не получится отказаться от экваториальных портов, поэтому их наличие, а

также допустимые отклонения при установке плиток, должны быть учтены при оптимизации нагрузки на первую стенку токамака из-за потерь быстрых ионов.

В экспериментах также было показано, что при вспышках тороидальных альфвеновских мод низкой амплитуды рост температуры отсутствует или незначителен. После достижения порогового значения (примерно 0.2 мТл на зонде) наблюдается резкое увеличение тепловой нагрузки на стенку с ростом амплитуды неустойчивости. Как показывает моделирование, такой характер зависимости тепловой нагрузки на стенку от амплитуды альфвеновских колебаний связан не с диффузионным механизмом транспорта быстрых частиц, а с особенностью их пространственного распределения. При альфвеновских колебаниях низкой амплитуды на стенку попадают только быстрые ионы с орбитами вблизи границы. Поскольку концентрация таких частиц мала, это не приводит к существенной тепловой нагрузке на стенку токамака. Для того чтобы быстрые частицы из центральной области плазмы, где их концентрация значительно выше, достигли стенки токамака, необходимы неустойчивости высокой амплитуды. Из этих результатов следует, что один из возможных способов уменьшения нагрузки быстрых ионов на внешнюю стенку токамака — увеличение расстояния плазма—стенка. Ранее [4] было показано, что увеличение данного расстояния также приводит к уменьшению потерь ионов высокой энергии с первой орбиты и на перезарядку. Однако расстояние плазма—стенка влияет на размер установки и, как следствие, на ее стоимость. В связи с этим при проектировании компактного токамака необходимо искать компромисс между низкой нагрузкой на стенку из-за потерь быстрых частиц и “компактностью” токамака.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа была выполнена на УНУ “Сферический токамак Глобус-М”. Экспериментальное исследование быстрых ионов и сопутствующие расчеты (разд. 1, 2.2, 2.3, 3, 4, 5) были поддержаны исследовательским проектом РНФ 21-72-20007. Подготовка диагностики токамака (разд. 2.1) была выполнена в соответствии с государственным заданием № 0040-2019-0023. Подготовка комплекса нейтральной инжекции (разд. 2.1) выполнено в соответствии с государственным заданием № 0034-2021-0001.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Chen L., Zonca F.* // Reviews of Modern Physics. 2016. Т. 88. № 1. С. 015008.
2. *McClements K.G., Fredrickson E.D.* // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2017. Т. 59. № 5. С. 053001.
3. *Heidbrink W.W., White R.B.* Mechanisms of energetic-particle transport in magnetically confined plasmas // Physics of Plasmas. 2020. Т. 27. № 3. С. 030901.
4. *Петров Ю.В., Бахарев Н.Н., Буланин В.В., Гусев В.К., Курские Г.С., Мартынов А.А., Медведев С.Ю., Минаев В.Б., Патров М.И., Петров А.В., Сахаров Н.В., Щеголев П.Б., Тельнова А.Ю., Толстяков С.Ю., Яшин А.Ю.* // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 675–684.
5. *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. and Shchegolev P.B.* // Journal of Plasma Physics. 2015. Т. 81. № 6. С. 515810601.
6. *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., Miroshnikov I.V., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Shchegolev P.B., Tolstyakov S.Yu., Zadviitskiy G.V.* // Nucl. Fusion. 2015. Т. 55. С. 043023.
7. *Bakharev N.N., Balachenkov I.M., Chernyshev F.V., Gusev V.K., Ilyasova M.V., Khilkevitch E.M., Khromov N.A., Kiselev E.O., Kornev V.A., Kurskiev G.S., Melnik A.D., Minaev V.B., Mironov M.I., Miroshnikov I.V., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Shchegolev P.B., Shevelev A.E., Skrekkel O.M., Telnova A.Yu., Tokarev V.A., Tukhmeneva E.A., Varfolomeev V.I., Yashin A.Yu., Zabrodsky V.V.* TAE-induced fast ion losses and transport at the Globus-M/M2 spherical tokamaks // Physics of Plasmas. 2023. Т. 30. С. 072507.
8. *Балаченков И.М., Петров Ю.В., Гусев В.К., Бахарев Н.Н., Буланин В.В., Варфоломеев В.И., Жильцов Н.С., Киселев Е.О., Курские Г.С., Минаев В.Б., Патров М.И., Петров А.В., Пономаренко А.М., Сахаров Н.В., Тельнова А.Ю., Токарев В.А., Хромов Н.А., Щеголев П.Б., Яшин А.Ю.* // Письма в ЖТФ. 2020. Т. 46. № 23. С. 3–7.
9. *Балаченков И.М., Бахарев Н.Н., Варфоломеев В.И., Гусев В.К., Ильясова М.В., Курские Г.С., Минаев В.Б., Патров М.И., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Скрель О.М., Тельнова А.Ю., Хилькевич Е.М., Шевелев А.Е., Щеголев П.Б.* // Журнал технической физики. 2022. Т. 92. № 1. С. 45–51.
10. *Minaev V.B., Gusev V.K., Sakharov N.V., Varfolomeev V.I., Bakharev N.N., Belyakov V.A., Bondarchuk E.N., Brunkov P.N., Chernyshev F.V., Davydenko V.I., Dyachenko V.V., Kavin A.A., Khitrov S.A., Khromov N.A., Kiselev E.O., Kononov A.N., Kornev V.A., Kurskiev G.S., Labusov A.N., Melnik A.D., Mineev A.B., Mironov M.I., Miroshnikov I.V., Patrov M.I., Petrov Yu.V., Rozhansky V.A., Saveliev A.N., Senichenkov I.Yu., Shchegolev P.B., Shcherbinin O.N., Shikhovtsev I.V., Sladkome-dova A.D., Solokha V.V., Tanchuk V.N., Telnova A.Yu., Tokarev V.A., Tolstyakov S.Yu. and Zhilin E.G.* // Nuclear Fusion. 2017. Т. 57. № 6. С. 066047.
11. *Petrov Yu.V., Gusev V.K., Sakharov N.V., Minaev V.B., Varfolomeev V.I., Dyachenko V.V., Balachenkov I.M., Bakharev N.N., Bondarchuk E.N., Bulanin V.V., Chernyshev F.V., Ilyasova M.V., Kavin A.A., Khilkevich E.M., Khromov N.A., Kiselev E.O., Kornev V.A., Kurskiev G.S., Melnik A.D., Miroshnikov I.V., Novokhatsky A.N., Zhiltsov N.S., Patrov M.I., Petrov A.V., Ponomarenko A.M., Shulyatiev K.D., Shchegolev P.B., Shevelev A.E., Skrekkel O.M., Telnova A.Yu., Tukhmeneva E.A., Tokarev V.A., Tolstyakov S.Yu., Voronin A.V., Yashin A.Yu., Bagryansky P.A., Zhilin E.G., Goryainov V.A.* // Nuclear Fusion. 2022. Т. 62. № 4. С. 042009.
12. *Бахарев Н.Н., Балаченков И.М., Варфоломеев В.И., Воронин А.В., Гусев В.К., Дьяченко В.В., Ильясова М.В., Киселев Е.О., Коновалов А.Н., Курские Г.С., Мельник А.Д., Минаев В.Б., Мирошников И.В., Новохацкий А.Н., Патров М.И., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Скрель О.М., Тельнова А.Ю., Токарев В.А., Толстяков С.Ю., Тюхменева Е.А., Хилькевич Е.М., Хромов Н.А., Чернышев Ф.В., Чузунов И.Н., Шевелев А.Е., Щеголев П.Б.* // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 7. С. 579.
13. *Telnova A.Y., Minaev V.B., Shchegolev P.B., Bakharev N.N., Shikhovtsev I.V., & Varfolomeev V.I.* // Journal of Physics: Conference Series. IOP Publishing, 2019. Т. 1400. № 7. С. 077015.
14. *Гусев В.К., Деч А.В., Есипов Л.А., Минаев В.Б., Барсуков А.Г., Игошкина Г.Б., Кузнецов В.В., Панасенков А.А., Соколов М.М., Тилинин Г.Н., Лупин А.В., Марков В.К.* // ЖТФ. 2007. Т. 7. № 9. С. 28.
15. *Сахаров Н.В., Воронин А.В., Гусев В.К., Кавин А.А., Каменщиков С.Н., Лобанов К.М., Минаев В.Б., Новохацкий А.Н., Патров М.И., Петров Ю.В., Щеголев П.Б.* // Физика плазмы. 2015. Т. 41. № 12. С. 115.
16. *Извозчиков А.Б., Петров М.П., Петров С.Я., Чернышев Ф.В., Шустов И.В.* // Журнал технической физики. 1992. Т. 37. № 2. С. 157.
17. *Bakharev N.N., Melnik A.D., Chernyshev F.V.* Review of the NPA Diagnostic Application at Globus-M/M2 // Atoms. 2023. Т. 11. № 3. С. 53.
18. *Bakharev N.N., Balachenkov I.M., Chernyshev F.V., Gusev V.K., Kiselev E.O., Kurskiev G.S., Melnik A.D., Minaev V.B., Mironov M.I., Nesenevich V.G., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Shchegolev P.B., Skrekkel O.M., Telnova A.Y., Tukhmeneva E.A., Varfolomeev V.I.* // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2021. Т. 63. № 12. С. 125036.
19. *Буланин В.В., Балаченков И.М., Варфоломеев В.И., Гусев В.К., Курские Г.С., Минаев В.Б., Патров М.И., Петров А.В., Петров Ю.В., Пономаренко А.М., Тельнова А.Ю., Щеголев П.Б., Яшин А.Ю.* // ПЖТФ. 2021. Т. 47. № 4. С. 41.
20. *Larionova M.M., Miroshnikov I.V., Gusev V.K., Minaev V.B., Patrov M.I., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Shchegolev P.B., Telnova A.Yu., Bakharev N.N.* // Journal of Physics: Conference Series. IOP Publishing, 2019. Т. 1400. № 7. С. 077018.
21. *Тельнова А.Ю., Мирошников И.В., Митранкова М.М., Бахарев Н.Н., Гусев В.К., Жильцов Н.С., Киселев Е.О., Курские Г.С., Минаев В.Б., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Щеголев П.Б., Тюхменева Е.А.* // ПЖТФ. 2021. Т. 47. № 9. С. 25.
22. *Bakharev N.N., Chernyshev F.V., Gusev V.K., Kiselev E.O., Kurskiev G.S., Larionova M.I., Melnik A.D., Minaev V.B., Mironov M.I., Miroshnikov I.V., Petrov Yu.V.,*

- Sakharov N.V., Shchegolev P.B., Skrekel O.M., Telnova A.Yu., Tikhmeneva E.A., Varfolomeev V.I.* // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2020. Т. 62. № 12. С. 125010.
23. *Курский Г.С., Толстяков С.Ю., Березуцкий А.А., Гусев В.К., Кочергин М.М., Минаев В.Б., Мухин Е.Е., Патров М.И., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Семенов В.В., Чернаков П.В.* // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Термоядерный синтез. 2012. № 2. С. 81.
24. *Tikhmeneva E.A., Tolstyakov S.Yu., Kurskiv G.S., Gusev V.K., Minaev V.B., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Telnova A.Yu., Bakharev N.N., Shchegolev P.B., Kiselev E.O.* // Plasma Science and Technology. 2019. Т. 21. № 10. С. 105104.
25. *Тюхменева Е.А., Бахарев Н.Н., Варфоломеев В.И., Гусев В.К., Жильцов Н.С., Киселев Е.О., Курский Г.С., Минаев В.Б., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Сладкомедова А.Д., Тельнова А.Ю., Толстяков С.Ю., Щеголев П.Б.* // ПЖТФ. 2021. Т. 47. № 2. С. 9.
26. *Lao L.L., John H.St., Stambaugh R.D., Kellman A.G., Pfeiffer W.* Reconstruction of current profile parameters and plasma shapes in tokamaks // Nuclear Fusion. 1985. Т. 25. № 11. С. 1611.
27. *Sigmar D.J., Hsu C.T., White R., Cheng C.Z.* // Physics of Fluids B: Plasma Physics. 1992. Т. 4. № 6. С. 1506.
28. *Pankin A., McCune D., Andre R., Bateman G., & Kritza A.* // Computer Physics Communications. 2004. Т. 159. № 3. С. 157.
29. *Cole K., Beck J., Haji-Sheikh A., & Litkouhi B.* Heat conduction using Greens functions. – Taylor & Francis, 2010.
30. *Залавутдинов Р.Х., Городецкий А.Е., Захаров А.П., Гусев В.К., Новохацкий А.Н.* // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Термоядерный синтез. 2011. № 1. С. 39.
31. *Bakharev N.N., Bulanin V.V., Chernyshev F.V., Gusev V.K., Khromov N.A., Kiselev E.O., Kurskiv 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. and Yashin A.Yu.* // Nuclear Fusion. 2018. Т. 58. № 12. С. 126029.
32. *García-Muñoz M., Hicks N., van Voornveld R., Classen I.G.J., Bilato R., Bobkov V., Brambilla M., Bruedgam M., Fahrbach H.-U., Igochine V., Jaemsae S., Marschek M., Sassenberg K. and the ASDEX Upgrade Team* // Nuclear fusion. 2010. Т. 50. № 8. С. 084004.
33. *Heidbrink W.W., Collins C.S., Podesta M., Kramer G.J., Pace D.C., Petty C.C., Stagner L., Van Zeeland M.A., White R.B. and Zhu Y.B.* // Physics of Plasmas. 2017. Т. 24. № 5. С. 056109.
34. *Heidbrink W.W.* // Physics of Plasmas. 2008. Т. 15. № 5. С. 055501.