

ISSN 0367-2921

Том 49, Номер 12

Декабрь 2023



ФИЗИКА ПЛАЗМЫ



www.sciencejournals.ru

Журнал для научных работников в области теоретических и экспериментальных исследований по физике плазмы и взаимодействию плазмы с твердым телом, по проблеме управляемого термоядерного синтеза



СОДЕРЖАНИЕ

Том 49, номер 12, 2023

ТОКАМАКИ

Диагностический комплекс сферического токамака Глобус-М2

Ю. В. Петров, П. А. Багрянский, И. М. Балаченков, Н. Н. Бахарев, П. Н. Брунков, В. И. Варфоломеев, А. В. Воронин, В. К. Гусев, В. Ю. Горяинов, В. В. Дьяченко, Н. В. Ермаков, Е. Г. Жилин, Н. С. Жильцов, С. В. Иваненко, М. В. Ильясова, А. А. Кавин, Е. О. Киселев, А. Н. Коновалов, С. В. Крикунов, Г. С. Курские, А. Д. Мельник, В. Б. Минаев, А. Б. Минеев, И. В. Мирошников, Е. Е. Мухин, А. Н. Новохацкий, А. В. Петров, А. М. Пономаренко, Н. В. Сахаров, О. М. Скрекель, А. Е. Соломахин, В. В. Солоха, А. Ю. Тельнова, Е. Е. Ткаченко, В. А. Токарев, С. Ю. Толстяков, Е. А. Тюхменева, Е. М. Хилькевич, Н. А. Хромов, Ф. В. Чернышев, А. Е. Шевелев, П. Б. Щёголев, К. Д. Шулятьев, А. Ю. Яшин

1249

Диагностика плазмы в диверторной области токамака Глобус-М2 методом томсоновского рассеяния

Н. В. Ермаков, Н. С. Жильцов, Г. С. Курские, Е. Е. Мухин, С. Ю. Толстяков, Е. Е. Ткаченко, В. А. Соловей, И. В. Бочаров, К. В. Долгова, А. А. Кавин, А. Н. Коваль, К. О. Николаенко, А. Н. Новохацкий, Ю. В. Петров, В. А. Рожанский, Н. В. Сахаров, И. Ю. Сениченков

1271

Синтетическая диагностика спектров атомов перезарядки для исследования влияния МГД-неустойчивостей на удержание быстрых частиц в сферических токамаках Глобус-М/М2

Е. О. Киселев, И. М. Балаченков, Н. Н. Бахарев, В. И. Варфоломеев, А. В. Воронин, В. Ю. Горяинов, В. К. Гусев, Н. С. Жильцов, О. А. Зенкова, Г. С. Курские, А. Д. Мельник, В. Б. Минаев, И. В. Мирошников, М. И. Патров, Ю. В. Петров, Н. В. Сахаров, О. М. Скрекель, А. Ю. Тельнова, Е. Е. Ткаченко, В. А. Токарев, Е. А. Тюхменева, Н. А. Хромов, Ф. В. Чернышев, П. Б. Щеголев

1282

Комплекс нейтральной инжекции сферического токамака Глобус-М2

П. Б. Щеголев, В. Б. Минаев, А. Ю. Тельнова, В. И. Варфоломеев, В. К. Гусев, Л. А. Есипов, Н. С. Жильцов, В. В. Колмогоров, А. А. Кондаков, Г. С. Курские, И. В. Мирошников, А. А. Панасенков, А. В. Сорокин, И. А. Шиховцев

1293

Использование кода равновесия РЕТ и диамагнитных измерений для анализа запасенной в плазме энергии при пучковом нагреве в токамаке Глобус-М2

Е. Е. Ткаченко, Н. В. Сахаров, А. А. Кавин, Г. С. Курские, Н. С. Жильцов, И. В. Мирошников, Ю. В. Петров, В. Б. Минаев, Н. Н. Бахарев, Е. О. Киселев, А. Н. Новохацкий, А. Б. Минеев, В. В. Солоха, А. Ю. Тельнова, Е. А. Тюхменева, Н. А. Хромов, П. Б. Щеголев

1308

Тепловая нагрузка на стенку токамака Глобус-М2 из-за потерь быстрых ионов во время тороидальных альфвеновских мод

Н. Н. Бахарев, И. М. Балаченков, В. И. Варфоломеев, В. К. Гусев, Е. О. Киселев, Г. С. Курские, А. Д. Мельник, В. Б. Минаев, И. В. Мирошников, Ю. В. Петров, Н. В. Сахаров, О. М. Скрекель, А. Ю. Тельнова, В. А. Токарев, Е. А. Тюхменева, Ф. В. Чернышев, П. Б. Щеголев, А. Ю. Яшин

1317

Первые эксперименты по уменьшению тепловой нагрузки на диверторные пластины токамака Глобус-М2 с помощью инжекции азота и сопоставление с результатами моделирования

Н. А. Хромов, Н. Н. Бахарев, Е. О. Векшина, В. К. Гусев, К. В. Долгова, Н. С. Жильцов, Е. О. Киселев, Г. С. Курские, В. Б. Минаев, И. В. Мирошников, П. А. Молчанов, А. Н. Новихацкий, Ю. В. Петров, В. А. Рожанский, Н. В. Сахаров, А. Ю. Тельнова, В. М. Тимохин, Е. Е. Ткаченко, В. А. Токарев, Е. А. Тюхменева, П. Б. Щеголев

1327

Особенности срыва плазмы в сферическом токамаке Глобус-М2

Н. В. Сахаров, А. А. Кавин, А. Б. Минеев, Н. Н. Бахарев, Э. Н. Бондарчук, В. К. Гусев, Н. С. Жильцов, Е. О. Киселев, Г. С. Курские, В. Б. Минаев, Ю. В. Петров, И. Ю. Родин, О. М. Скрекель, А. Ю. Тельнова, Е. Е. Ткаченко, В. А. Токарев, Е. А. Тюхменева, П. Б. Щеголев

1337

Система магнитного управления плазмой реального времени с алгоритмом восстановления равновесия в обратной связи для токамака Глобус-М2

А. Е. Коньков, П. С. Корнев, Ю. В. Митришкин, И. М. Балаченков, Е. О. Киселев

1348

Расчет равновесия со свободной границей в сферическом токамаке Глобус-М2 с помощью кода PYGSS

Е. О. Киселев, И. М. Балаченков, Н. Н. Бахарев, В. И. Варфоломеев, В. К. Гусев, Н. С. Жильцов, О. А. Зенкова, А. А. Кавин, Г. С. Курские, В. Б. Минаев, И. В. Мирошников, М. И. Патров, Ю. В. Петров, Н. В. Сахаров, О. М. Скрекель, В. В. Солоха, А. Ю. Тельнова, Е. Е. Ткаченко, В. А. Токарев, Е. А. Тюхменева, Н. А. Хромов, П. Б. Щеголев

1357

Разработка концепции сферического токамака следующего поколения. Токамак Глобус-3

В. Б. Минаев, А. Б. Минеев, Н. В. Сахаров, Ю. В. Петров, Н. Н. Бахарев, Э. Н. Бондарчук, А. В. Бондарь, В. И. Варфоломеев, А. А. Воронова, В. К. Гусев, В. В. Дьяченко, А. А. Кавин, И. В. Кедров, А. Ю. Конин, А. М. Кудрявцева, Г. С. Курские, А. Н. Лабусов, И. В. Мирошников, И. Ю. Родин, В. Н. Танчук, В. А. Трофимов, О. Г. Филатов, П. Б. Щеголев

1375

ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС СФЕРИЧЕСКОГО ТОКАМАКА ГЛОБУС-М2

© 2023 г. Ю. В. Петров^{a,*}, П. А. Багрянский^b, И. М. Балаченков^a, Н. Н. Бахарев^a,
П. Н. Брунков^a, В. И. Варфоломеев^a, А. В. Воронин^a, В. К. Гусев^a, В. Ю. Горяинов^a,
В. В. Дьяченко^a, Н. В. Ермаков^a, Е. Г. Жилин^d, Н. С. Жильцов^a, С. В. Иваненко^b,
М. В. Ильясова^a, А. А. Кавин^c, Е. О. Киселев^a, А. Н. Коновалов^a, С. В. Крикунов^a, Г. С. Курские^a,
А. Д. Мельник^a, В. Б. Минаев^a, А. Б. Минеев^c, И. В. Мирошников^a, Е. Е. Мухин^a,
А. Н. Новохацкий^a, А. В. Петров^e, А. М. Пономаренко^e, Н. В. Сахаров^a, О. М. Скрекель^a,
А. Е. Соломахин^b, В. В. Солоха^a, А. Ю. Тельнова^a, Е. Е. Ткаченко^a, В. А. Токарев^a,
С. Ю. Толстяков^a, Е. А. Тюхменева^a, Е. М. Хилькевич^a, Н. А. Хромов^a, Ф. В. Чернышев^a,
А. Е. Шевелев^a, П. Б. Щёголев^a, К. Д. Шулятьев^a, А. Ю. Яшин^{a,e}

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

^bИнститут ядерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

^cАО “Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова (НИИЭФА)”,
Санкт-Петербург, Россия

^dООО “Иоффе Фьюжн Текнолоджи”, Санкт-Петербург, Россия

^eПолитехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

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

Поступила в редакцию 29.06.2023 г.

После доработки 10.09.2023 г.

Принята к публикации 25.09.2023 г.

Описан диагностический комплекс сферического токамака Глобус-М2 ($R = 36$ см, $a = 24$ см) — единственного в России действующего токамака с диверторной конфигурацией плазмы, работающего в диапазоне субтермоядерных температур (T_e до 1.6 кэВ, T_i до 4.5 кэВ) и плотностей (n_e до 2×10^{20} м⁻³). Токamak Глобус-М2 является уникальной научной установкой, входящей в состав Федерального центра коллективного пользования Федерального государственного бюджетного учреждения науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук “Материаловедение и диагностика в передовых технологиях”. Это позволяет сторонним организациям проводить на нем свои исследования. Статья содержит перечень всех имеющихся на токамаке на данный момент диагностик. Описание диагностик построено таким образом, чтобы читатель получил представление об их возможностях по измерению плазменных параметров с акцентом на пределы и точность измеряемых величин, а также пространственное и временное разрешение. При этом многие технические детали опущены в целях экономии места, даны ссылки на работы с более подробным описанием отдельных диагностик.

Ключевые слова: сферический токамак, диагностика высокотемпературной плазмы

DOI: 10.31857/S036729212360084X, **EDN:** CGOCCN

1. ВВЕДЕНИЕ

Модернизированный сферический токамак Глобус-М2 (большой радиус $R = 36$ см, малый радиус $a = 24$ см) [1] был запущен в 2018 г. В результате проведенной модернизации электромагнитной системы существенно повышены проектные параметры токамака: тороидальное магнитное поле B_T до 1 Тл и ток по плазме I_p до 500 кА. В настоящее время на токамаке получены разряды при $B_T = 0.9$ Тл и $I_p = 450$ кА. В результате повышения тока и поля существенно выросли плаз-

менные параметры. В экспериментах с дополнительным нагревом плазмы пучками атомов высокой энергии центральная температура ионов $T_i(0)$ достигла величины 4.5 кэВ при центральной температуре электронов $T_e(0)$ более 1.5 кэВ [2]. Кроме инжекторов нейтральных атомов, токамак оснащен комплексами ионного циклотронного нагрева (ИЦН) [3] и нижнегибридной генерации тока [4]. Глобус-М2 — единственный сферический токамак в мире, применяющий данные ВЧ-системы. Он также является единственным в России

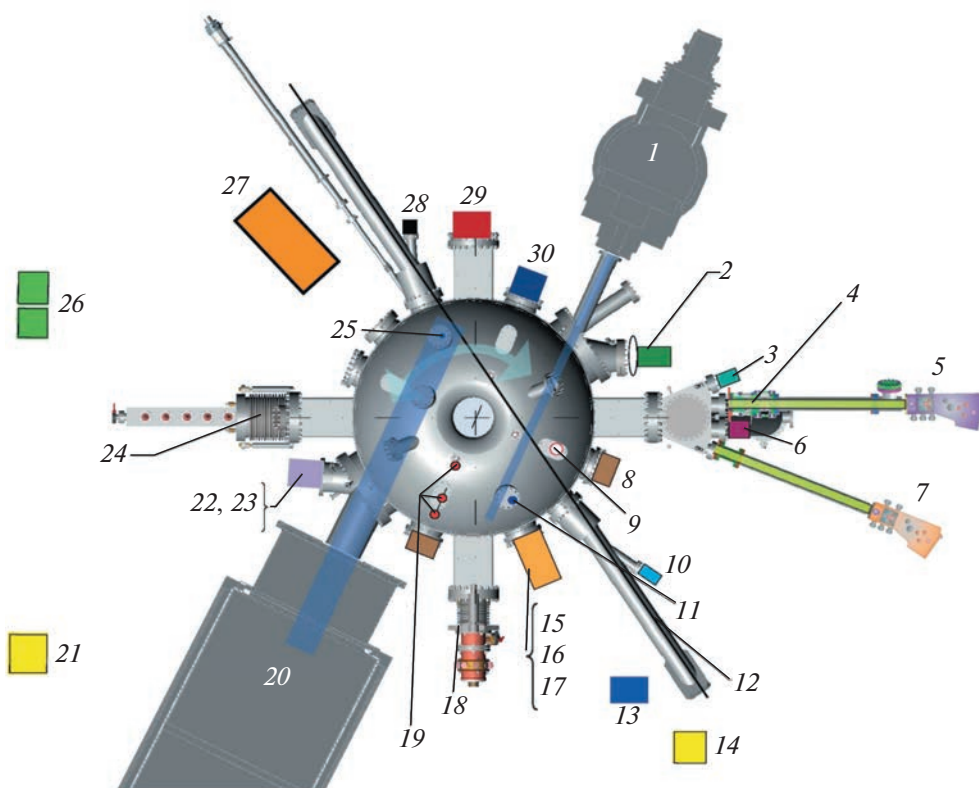


Рис. 1. Расположение диагностик на токамаке Глобус-М2: 1 – инжектор атомов с энергией частиц 18–40 кэВ; 2 – система сбора для диагностики Томсоновского рассеяния; 3 – диагностика радиационных потерь; 4 – фольговый детектор мягкого рентгеновского излучения; 5 – анализатор атомов перезарядки АКОРД-12; 6 – датчик $D\alpha$; 7 – анализатор атомов перезарядки АКОРД-24М; 8 – камера-обскура мягкого рентгеновского излучения; 9 – диверторная диагностика томсоновского рассеяния; 10 – лазерный интерферометр; 11 – тепловизор; 12 – зондирующий лазер диагностики томсоновского рассеяния; 13 – ^3He нейтронные счетчики; 14 – ^{10}B нейтронный счетчик (подвижный); 15 – плазменная пушка; 16 – подвижный зонд Ленгмюра; 17 – компактный анализатор атомов перезарядки (CNPA); 18 – ИЦР-антенна; 19 – микроволновый интерферометр; 20 – инжектор атомов с энергией частиц 30–50 кэВ; 21 – ^{10}B нейтронный счетчик (в защите); 22 – гелиевый термометр; 23 – видеокамера; 24 – антенна-грилл для нижнегибридной генерации тока; 25 – детектор мягкого рентгеновского излучения; 26 – спектрометр жесткого рентгеновского излучения $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$; 27 – нейтронный спектрометр BC-501A; 28 – диагностика эффективного заряда плазмы; 29 – многоканальный доплеровский рефлектометр; 30 – диагностика спектроскопии перезарядки.

действующим токамаком с диверторной конфигурацией плазмы, работающим в режимах с нижней, верхней или двумя X-точками. На токамаке имеется обширный набор диагностик. Список диагностик приведен в табл. 1, а их расположение на токамаке на рис. 1. Все вышеперечисленное позволяет проводить на Глобусе-М2 исследования по широкому спектру тематик. Токamak Глобус-М2 является уникальной научной установкой (УНУ), входящей в состав Федерального центра коллективного пользования Федерального государственного бюджетного учреждения науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук “Материаловедение и диагностика в передовых технологиях”. Это позволяет сторонним организациям проводить на нем свои исследования, что и происходит в последние годы во все больших масштабах. В связи

с этим возникает потребность довести до научного сообщества экспериментальные возможности установки. По согласованию с редакцией журнала “Физика плазмы” было принято решение посвятить специальный выпуск исследованиям, проводимым на токамаке Глобус-М2, куда, в частности, войдут статьи с описанием самого токамака и его нагревного комплекса. Настоящая статья посвящена описанию диагностического комплекса токамака. Описание диагностик построено таким образом, чтобы читатель получил представление об их возможностях по измерению плазменных параметров с акцентом на пределы и точность измеряемых величин, а также пространственное и временное разрешение. При этом многие технические детали опущены в целях экономии места, даны ссылки на работы с более подробным описанием отдельных диагностик.

Таблица 1. Список диагностик токамака Глобус-М2

Назначение	Название	Характеристики
Магнитные измерения		
Ток по плазме	Пояса Роговского	2 катушки внутри камеры
Напряжение на обходе	Петли	2 тороидальные петли
Энергосодержание плазмы	Диамагнитные петли	2 полоидальные петли
Положение и форма плазмы	Петли	2 седловые и 24 тороидальные петли
МГД-возмущения плазмы	Магнитные зонды	2 полоидальных массива по 28 и 15 зондов и 1 тороидальный из 8 зондов трехкоординатный зонд
Кинетические измерения		
Профили T_e и n_e	Томсоновское рассеяние, основной массив Томсоновское рассеяние в диверторной области Подвижный ленгмюровский зонд	Профили по 11 пространственным точкам в экваториальной плоскости с интервалом 3 мс, весь разряд Измерения в 9 пространственных точках, с интервалом 10 мс Профили T_e , n_e за сепаратрисой
Интегральная хордовая плотность $n_e L$	Микроволновый интерферометр лазерный интерферометр	$\lambda = 1$ мм, 3 вертикальные хорды $\lambda = 9.6$ мкм, 1 горизонтальная хорда
Профили T_i скорости тороидального вращения плазмы	Диагностика активной спектроскопии перезарядки (CXRS)	8 пространственных точек по большому радиусу с интервалом 5 мс
Спектроскопия		
Измерение Z_{eff}	Фильтровый монохроматор	Измерения континуума в диапазонах $\lambda = 1019-1040$ и $\lambda = 948-952$ нм
Контроль поступления примесей в плазму	Обзорный спектрометр Avantes AvaSpec-ULS2048 Фильтровый спектрометр	Излучение примесных линий в диапазоне $\lambda = 200-1100$ нм линии CIII, OII, FeI, NII, BII, HeI в мониторинговом режиме
Контроль поступления рабочего газа	Фильтровые монохроматоры	Излучение D α из области верхней и нижней X-точки и по двум вертикальным хордам
Потери на излучение	SPD-фотодиоды	Измерения излучения в широком спектральном диапазоне $\lambda = 200-1100$ нм по центральным и периферийным хордам
Мягкое рентгеновское излучение (SXR)	Камера-обскура на линейке из 16 фотодиодов Четырехфольговый спектрометр SXR	Измерение SXR через бериллиевый фильтр 50 мкм в полоидальном сечении мониторинговая оценка $T_e(0)$
Корпускулярные измерения		
Температура и функция распределения ионов	Анализаторы спектров атомов перезарядки (NPA и CNPA)	АКОРД-12 — поперечная ориентация, сканирование по горизонтали и вертикали, АКОРД-24М и CNPA — продольная ориентация, сканирование по горизонтали
Жесткое рентгеновское излучение (HXR)	Гамма-спектрометры на кристаллах LaBr ₃ (Ce) HXR-детектор на кристалле NaI(Tl)	Два спектрометра, диапазон измерений 0.2–20 МэВ Мониторные измерения потока HXR

Таблица 1. Окончание

Назначение	Название	Характеристики
Нейтронное излучение	Спектрометры на жидком сцинтилляторе BC-501A Коронные счетчики СМ-11 He ³ Пропорциональные счетчики	Два спектрометра с диапазоном энергий нейтронов 0.1–5 МэВ Мониторные измерения потоков нейтронов
Тепловые потоки на стенку Температура стенки	Тепловизор Двухцветный пирометр диверторные зонды Ленгмюра	Измерения температуры диверторных пластин в диапазоне 5–1500°C, с частотой до 1.5 кГц Измерения температуры стенки в диапазоне 70–3500°C Измерение потоков тепла на диверторные пластины
Видеонаблюдение	Видеокамеры Olympus i-SPEED 2 Optronis CamRecord CR3000 2	Видеонаблюдение за плазменными процессами, в том числе быстрыми, со скоростью до 100 000 кадров/с
Рефлектометрия	Допплеровский рефлектометр	Измерение радиального профиля скорости вращения плазмы в направлении $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ Исследование турбулентности

2. МАГНИТНАЯ ДИАГНОСТИКА

2.1. Магнитные петли

Для получения информации о полоидальном магнитном потоке и его распределении используется 21 полнообходная тороидальная петля. Петли изготовлены из кирскабеля, в котором центральный провод из нихрома защищен через изоляцию трубкой из нержавеющей стали диаметром 1.5 мм. Семь петель проложены по внутренней поверхности вакуумной камеры, а четырнадцать — снаружи (их расположение, а так же расположение полоидальных катушек показано на рис. 2). Сигналы с петель вместе с сигналами с поясов Роговского, измеряющими токи в полоидальных катушках и ток по плазме, записываются во время разряда с помощью АЦП. В дальнейшем эти данные используются для восстановления равновесия с помощью трех различных кодов: ruGSS [5], PET [6] и метода подвижных токовых колец [7]. Для работы этих трех кодов создана математическая модель токамака. Модель включает в себя все катушки, создающие внешнее магнитное поле, а также вакуумную камеру.

Метод токовых колец используется для вычисления границы плазмы между разрядами, благодаря простоте и высокой скорости работы. Такие результаты достигаются за счет сильного упрощения модели плазмы и отказа от решения уравнения Грэда–Шафранова. В методе токовых колец плазменный ток моделируется набором подвижных токовых колец. Их положение и величина то-

ка подбираются под измеренный плазменный ток и под измерения полоидального магнитного потока магнитными петлями. К недостаткам метода относится невозможность определения распределения равновесного давления плазмы, плотности тороидального тока и т.п. Поэтому к нему был написан модуль, позволяющий определить энергозапас плазмы, полоидальную и тороидальную бета, а также внутреннюю индуктивность плазмы с помощью метода шафрановских интегралов [8]. Два других кода требуют более трудоемкой обработки с помощью решения уравнения Грэда–Шафранова, но в результате вычисляют все необходимые геометрические и интегральные параметры, такие как малый и большой радиус плазмы и положение магнитной оси, положение X-точки, полоидальную бета, внутреннюю индуктивность, величину диамагнитного потока и энергозапас. Результат работы всех трех кодов в виде границы плазмы и потока полоидального магнитного поля из ruGSS для разряда #42368, $t = 200$ мс ($I_p = 400$ кА, $B_T = 0.8$ Тл), вместе с магнитной системой представлены на рис. 2. В коде PET в качестве дополнительного подгоночного параметра используется диамагнитный поток, измеряемый с помощью петли, охватывающей вакуумную камеру по полоидальному обходу. Компенсация потока вакуумного тороидального магнитного поля производится при помощи пояса Роговского, измеряющего ток в тороидальной катушке. При этом повышается достоверность

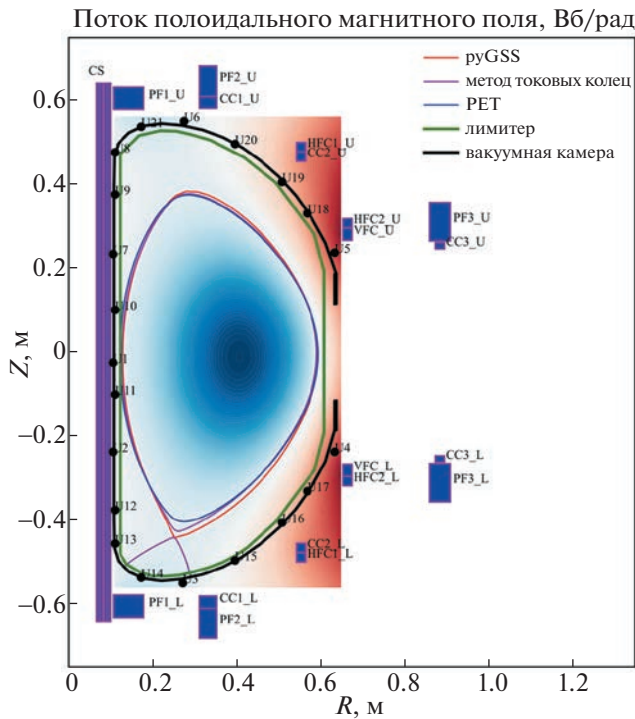


Рис. 2. Расположение полоидальных катушек, измерительных магнитных петель и результаты реконструкции формы магнитной поверхности с помощью кодов ruGSS, PET и метода токовых колец для разряда #42368, $t = 200$ мс, $I_p = 400$ кА, $B_T = 0.8$ Тл.

расчетов магнитной конфигурации и вычисляемых интегральных параметров плазмы.

2.2. Магнитные зонды

Магнитная зондовая диагностика на токамаке Глобус-М2 представлена одним тороидальным массивом зондов, двумя полоидальными массивами, а также трехкоординатным зондом для измерения поляризации магнитных возмущений.

Тороидальный массив установлен внутри нижней тороидальной диафрагмы токамака ($R = 57$ см, $Z = -23$ см) и состоит из 8 зондов, равномерно расположенных вдоль тороидального обхода, ориентированных на вертикальную компоненту магнитного поля (рис. 3а). Зонды представляют собой катушки из медного провода в полиимидной изоляции, намотанного на керамическую оправку, расположены внутри вакуумной камеры и защищены от потоков тепла и частиц только графитовыми пластинами. Электромагнитное излучение высокой частоты способно проникать в область установки зондов через зазоры между пластинами. Конструкция зондов в сочетании с быстрым АЦП позволяет измерять сигналы с частотами до сотен МГц.

Полоидальный массив (рис. 3б) предназначен для регистрации медленных МГД-колебаний и состоит из 28 цилиндрических катушек, установ-

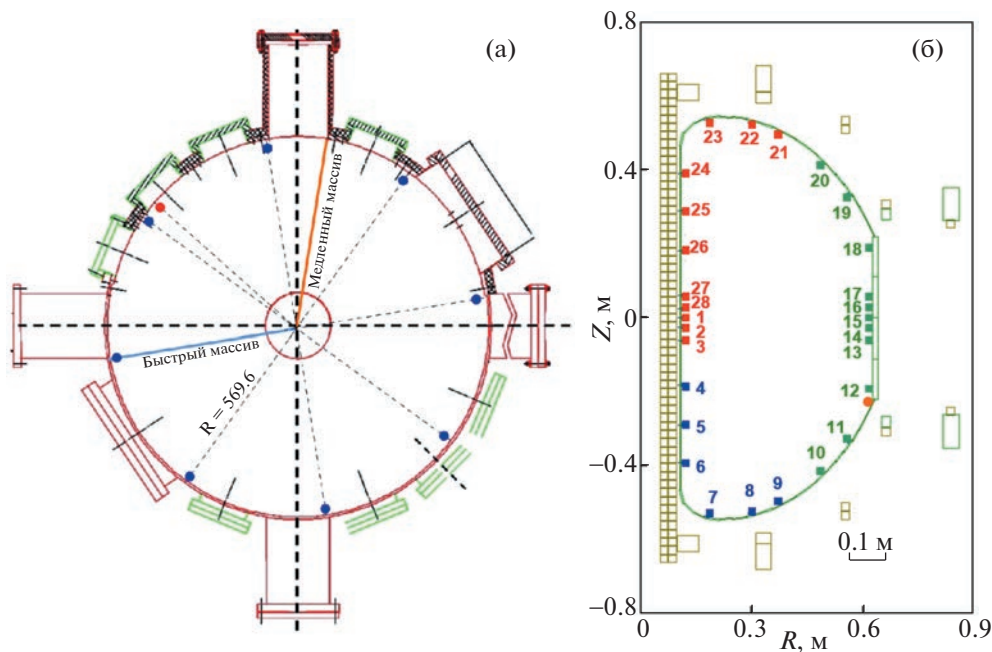


Рис. 3. Расположение магнитных зондов на установке Глобус-М2: тороидальный массив и трехкоординатный зонд (красный) (а); низкочастотный полоидальный массив (б). Оранжевым цветом отмечено положение тороидального массива в полоидальном сечении на (а), и положение полоидального массива в тороидальном сечении на (б). Светло-синим цветом отмечено положение высокочастотного полоидального массива.

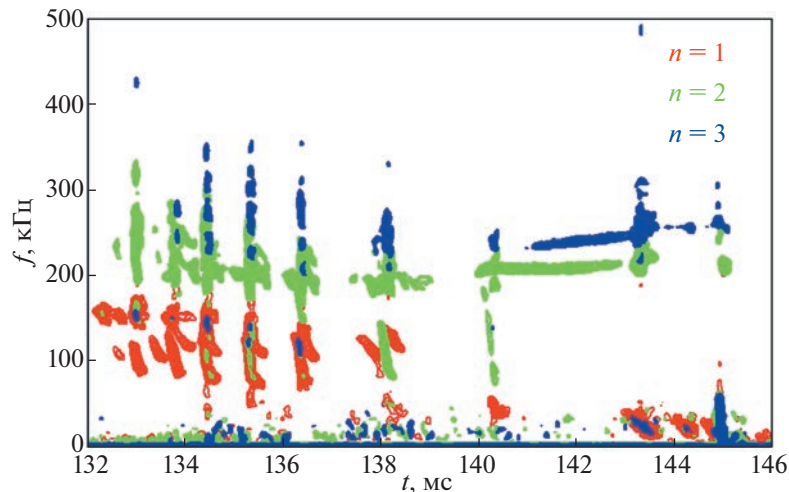


Рис. 4. Определение номеров мод по сигналам массива тороидальных зондов при помощи пространственного преобразования Фурье. Разряд #43338.

ленных внутри тонкостенных трубок из нержавеющей стали с толщиной стенки 0.5 мм, что препятствует прохождению электромагнитных волн с частотой выше 150 кГц. Недавно на токамаке установлен еще один полоидальный массив из 16 зондов с частотными характеристиками аналогичными тороидальному массиву, но приобретение быстрого АЦП для него пока только в планах. Так же на токамаке имеется трехкоординатный зонд, состоящий из трех отдельных магнитных катушек, аналогичных зондам тороидального массива, предназначенный для определения поляризации магнитных возмущений.

Магнитная диагностика токамака Глобус-М позволяет регистрировать электромагнитное излучение в широком диапазоне частот и исследовать структуру различных МГД-неустойчивостей, таких как тиринг-моды в диапазоне 5–20 кГц [9], шировые альфвеновские моды [10] в диапазоне 50–500 кГц, компрессионные альфвеновские моды с частотами порядка 1 МГц [11] ионно-циклотронное излучение (5–20 МГц), а также более высокочастотные колебания на частотах геликонов. В качестве примера на рис. 4 приведена спектрограмма сигналов тороидального массива зондов для тороидальных альфвеновских мод в разряде #42655. Тороидальные волновые числа мод (выделены цветом) определены с помощью пространственного преобразования Фурье.

3. ДИАГНОСТИКА ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ

Диагностика томсоновского рассеяния (ТР) на токамаке Глобус-М2 состоит из двух комплексов. Первый был существенно обновлен в 2020 г., обеспечивает измерения профилей температуры

и концентрации электронов в экваториальной плоскости [12]. Зондирование плазмы осуществляется лазером Nd:YAG 1064.5 нм с длительностью импульса ~ 10 нс значительно меньшей, чем характерные времена МГД-активности плазмы, т.е. измерения диагностики ТР можно считать мгновенными. Рассеянное на плазме лазерное излучение из 11 пространственных точек пересечения луча зондирующего лазера и хорд наблюдения собирается приемным объективом (рис. 5). За один импульс лазера проводятся измерения пространственных профилей температуры $T_e(R)$ и концентрации электронов $n_e(R)$. Зондирующий лазер работает с частотой следования импульсов 330 Гц, обеспечивая измерение динамики $T_e(R, t)$ и $n_e(R, t)$ с шагом 3.03 мс на протяжении всего разряда токамака. Пространственное разрешение находится в диапазоне от 11 мм на стороне сильного поля (HFS) ($R = 23$ см, $r/a = -0.5$) до 21 мм на стороне слабого поля (LFS) ($R = 57$ см, $r/a = 0.9$) и 10 мм для двух крайних точек на стороне слабого поля ($R = 60$ см, $r/a = 1$). Область наблюдения включает в себя пространство от LFS сепаратрисы до магнитной оси плазмы, плюс одна точка на HFS. Данные диагностики ТР доступны в режиме реального времени с задержкой < 2.4 мс, верифицированные оператором диагностики данные поступают в базу данных в паузе между разрядами токамака.

Диагностика обеспечивает измерение $T_e(R, t)$ в диапазоне от 6 эВ до 5 кэВ и $n_e(R, t)$ в диапазоне от 5×10^{17} до $3 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$. Информация о распределении температуры и концентрации электронов позволяет рассчитать профиль электронного давления $P_e(R, t)$. По положению максимума $P_e(R)$ оценивается положение магнитной оси. Анализ

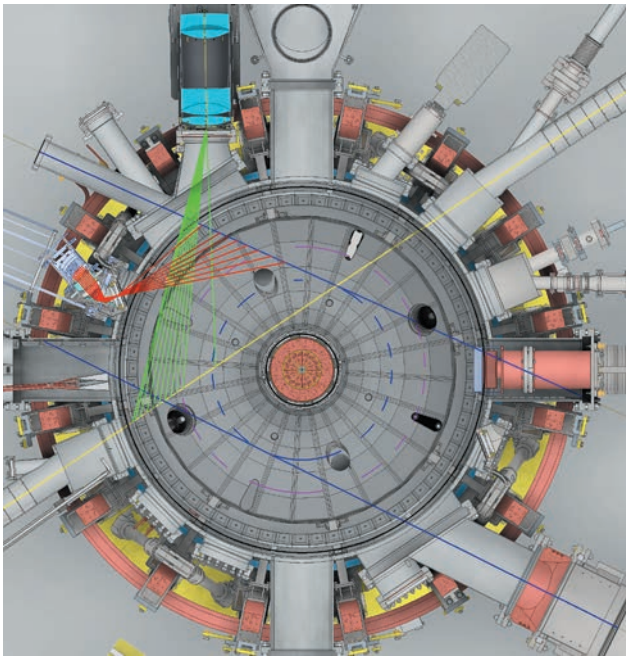


Рис. 5. Схема геометрии измерения диагностики ТР и CRXS в экваториальном сечении токамака Глобус-М2. Черными окружностями выделено положение обращенной к плазме графитовой поверхности. Штриховой фиолетовой линией показана магнитная ось плазмы. Зелеными крестиками показаны точки измерения диагностики ТР на хорде зондирования (желтая стрелка). Красными крестиками показаны точки измерения диагностики CXRS на нагревном пучке NBI₁ (синяя стрелка).

формы профилей $T_e(R, t)$ и $n_e(R, t)$ позволяет локализовать МГД-неустойчивости, такие как магнитные острова. Для пилообразных колебаний определяется радиус инверсии R_{inv} . На (рис. 6) приведен характерный пример измерения электронной температуры в режиме с пилообразными колебаниями. Благодаря высокой чувствительности диагностики возможно проводить измерения за пределами последней замкнутой магнитной поверхности (LCFS), что позволяет определить положение LCFS в экваториальной плоскости R_{sep} . При наличии данных о магнитной конфигурации, профили, измеренные диагностикой ТР, можно спроецировать на полное полоидальное сечение [13], получив $T_e(R, Z, t)$ и $n_e(R, Z, t)$ в предположении сохранения кинетических параметров электронов в пределах одной магнитной поверхности. Более подробно возможности диагностики описаны в [14].

Данные диагностики ТР находятся в соответствии с рядом независимых диагностик токамака. Абсолютные измерения n_e верифицируются данными дисперсионного лазерного интерферометра и СВЧ-интерферометра. Положение магнит-

ной оси и R_{inv} сравнивается с реконструкцией магнитного равновесия. Положение R_{sep} и величина $T_e(R, t)$ в окрестности сепаратрисы можно сравнить с зондовыми измерениями. Интегральная величина $W_e(t)$ сравнивается с оценкой из диамагнитных измерений и моделированием равновесными кодами, ruGSS [5] PET [6].

Второй комплекс диагностики ТР расположен в области выхода сепаратрисы на нижний купол камеры (рис. 7). Задачей этой системы является проведение локальных измерений электронной температуры $T_e(z, t)$ в диапазоне 1–100 эВ и плотности $n_e(z, t)$ в диапазоне от 10^{17} – 10^{20} м⁻³. Источником зондирующего излучения является лазер Nd:YAG, генерирующий импульсы длительностью 3 нс, энергией 2 Дж, с частотой 100 Гц на длине волны 1064 нм. Малая длительность лазерного импульса (заметьно меньшая характерных времен МГД) не только обеспечивает высокое временное разрешение, но и минимизирует влияние на измерения фонового излучения плазмы. Перед диагностическим комплексом поставлена задача предоставлять данные в реальном времени с задержкой не более 3 мс. Рассеянное излучение собирается из 9 пространственных точек вдоль вертикальной хорды зондирования длиной 110 мм, проходящей на радиусе $R = 24$ см. В зависимости от магнитной конфигурации существует возможность изучения области под Х-точкой, ограниченной внутренней и внешней ветвями сепаратрисы (private flux region), плазмы в окрестности Х-точки или краевой плазмы на внутреннем обходе. Более подробно описание диагностики представлено в [15].

В настоящее время диагностика находится в процессе отладки. Первые результаты диагностики были получены в летнюю кампанию 2022 г. Измерения производились в одной пространственной точке. В стационарной фазе разряда происходило смещение магнитной конфигурации относительно точки измерения, что позволило получить профиль температуры в районе внутренней ноги сепаратрисы. На рис. 8 изображены магнитные конфигурации в различные моменты времени и расположение точки измерения относительно них.

Для измерения сверхнизких T_e добавлены два ближайших к лазерной длине волны спектральных канала. Спектральный канал шириной менее 1 нм в коротковолновой части спектра сформирован путем последовательной установки двух фильтров из одной партии, но имеющих разброс спектральных характеристик при изготовлении.

4. АНАЛИЗАТОРЫ АТОМОВ ПЕРЕЗАРЯДКИ

На токамаке Глобус-М2 используется три анализатора атомов перезарядки: два анализатора

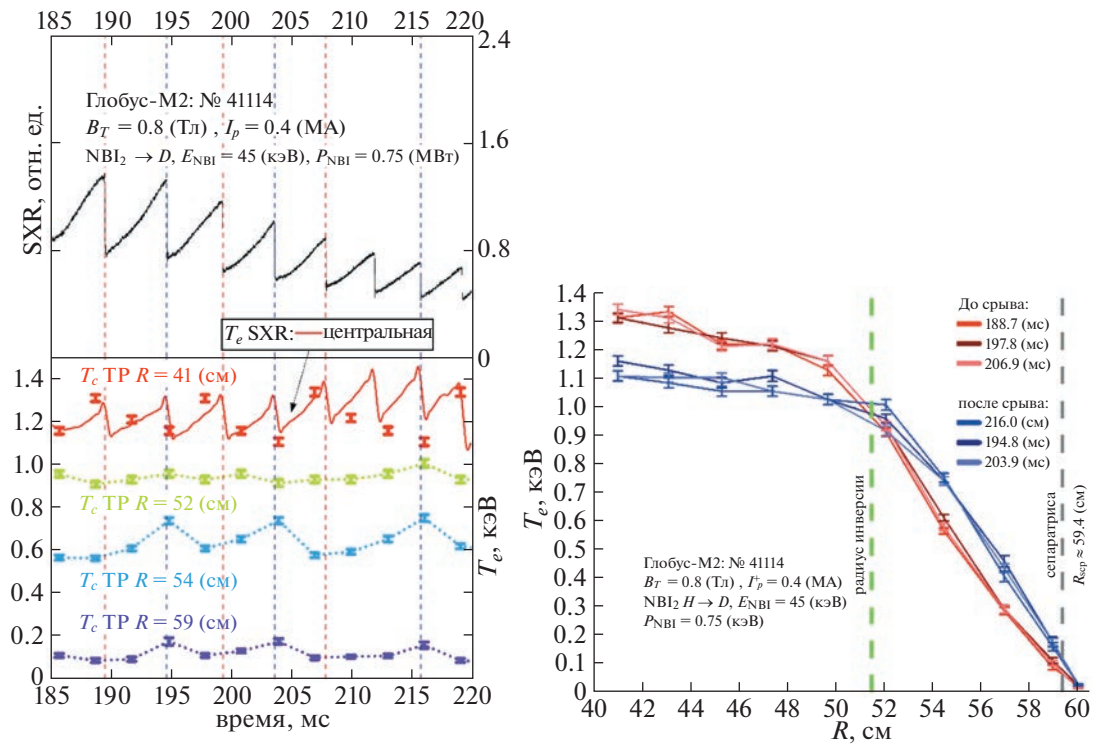


Рис. 6. Осциллограмма сигнала мягкого рентгеновского излучения демонстрирует пилообразные колебания в разряде Глобус-М2 #41114 с дополнительным нагревом нейтральной инжекцией; моменты срывов пилообразных колебаний выделены вертикальными пунктирными линиями (а). Динамика температуры электронов во время пилообразных колебаний (б). Сплошной красной линией показана оценка центральной температуры по данным фольгового спектрометра мягкого рентгеновского излучения. Точками показаны измерения температуры диагностики томсоновского рассеяния в следующих областях по большому радиусу: 41 см (центральная) — красный, 52 см — зеленый, 54 см — синий, 59 см — фиолетовый. Профили температуры электронов по данным диагностики томсоновского рассеяния, измеренные до релаксации пилообразного колебания (красные) и после (синие) (в). В легенде приведены моменты времени, в которые проводилось измерение. Зеленая штриховая линия показывает радиус инверсии.

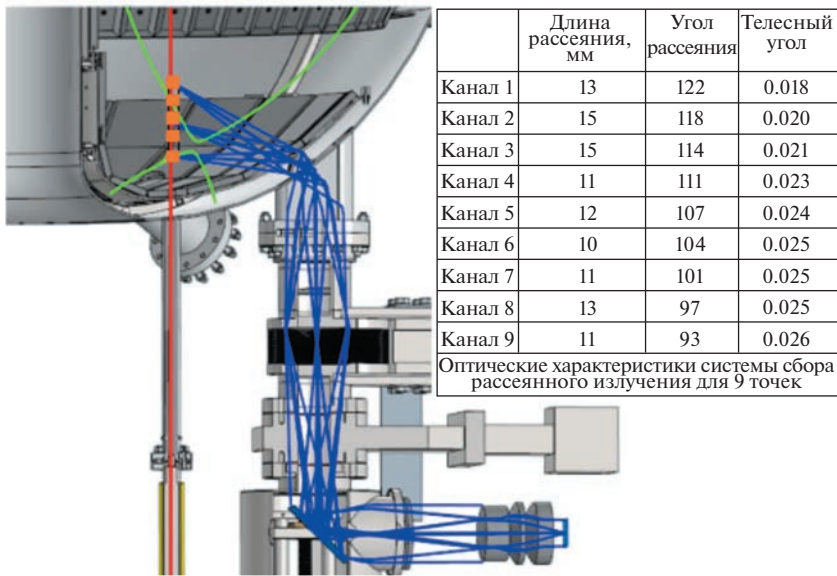


Рис. 7. Схема сбора излучения диагностикой ТР в диверторной области токамака Глобус-М2. Красным цветом обозначена хорда зондирования, зеленым — магнитная конфигурация плазмы, синим цветом — ход лучей в системе сбора света.

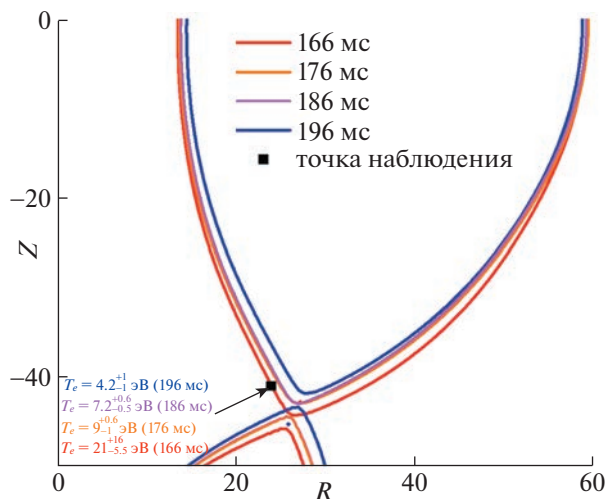


Рис. 8. Результаты измерений T_e в области внутренней ноги сепаратрисы.

типа АКОРД [16] (АКОРД-24М и АКОРД-12) и один компактный анализатор CNPA-09 [17]. Анализаторы применяются для определения ионной температуры, изотопного состава плазмы, а также для регистрации спектра ионов высокой энергии, возникающих при применении методов дополнительного нагрева. Расположение анализаторов показано на рис. 1, а их основные характеристики представлены в табл. 2.

Физические основы измерений с помощью анализаторов атомов перезарядки на токамаке Глобус-М2, а также основные результаты, полученные с использованием данной диагностики, описаны в статье [18]. Работа анализаторов возможна как в пассивном режиме, когда сигнал является проинтегрированным вдоль всей линии наблюдения диагностики, так и в активном режиме [19, 20], когда основной источник сигнала

формируется в области пересечения пучка инжектируемых атомов высокой энергии и линии наблюдения анализатора. Применение активного режима диагностики позволяет локализовать измерения, что существенно упрощает интерпретацию экспериментальных результатов. Анализаторы АКОРД-24М и АКОРД-12 используют для активных измерений инжектор 1, в ближайшее время CNPA-09 будет установлен в новое положение, в котором для активных измерений будет использован инжектор 2. Анализаторы типа АКОРД оснащены системой пространственного сканирования, позволяющей изменять линию наблюдения от разряда к разряду. Системы сканирования позволяют осуществлять вертикальное сканирование на $\pm 10^\circ$ относительно экваториальной плоскости, а также горизонтальное сканирование для анализатора АКОРД-12. Подобная система будет использована и для анализатора CNPA-09.

Пример реконструкции профиля ионной температуры с помощью сканирующего анализатора в разрядах №№ 38876, 78, 79, 86, 87 с одинаковыми параметрами показан на рис. 9. Метод восстановления профиля описан в работе [20]. Для сравнения, на рисунке представлен профиль ионной температуры, полученный с помощью диагностики CXRS. Как видно, наблюдается хорошее соответствие.

Рисунок 10 иллюстрирует использование анализаторов атомов перезарядки для исследования удержания быстрых ионов. На рис. 10а показаны экспериментальные спектры атомов перезарядки на 145 мс в разряде #42630. Сигнал анализатора CNPA-09 является преимущественно пассивным (проинтегрированным вдоль линии наблюдения), в то время как анализатор АКОРД-24М наклонен относительно экваториальной плоскости примерно на 6° вниз и регистрирует преимущественно локальный спектр в области $\rho = 0.46$ (где

Таблица 2. Основные параметры анализаторов атомов перезарядки

Параметр	Значение параметра		
	АКОРД-12	АКОРД-24М	CNPA-09
Число энергетических каналов $\times$ $\times$ число изотопов	6×2	12×2	44×1
Энергетический диапазон, кэВ			
для водорода	0.2–18	0.2–32	0.8–120
для дейтерия	0.2–25	0.2–32	0.8–60
Динамический диапазон	7		
Энергетическая ширина каналов, %	9–40	9–25	4–90
Массовое разделение	0.01		
Временное разрешение, мс	0.1		

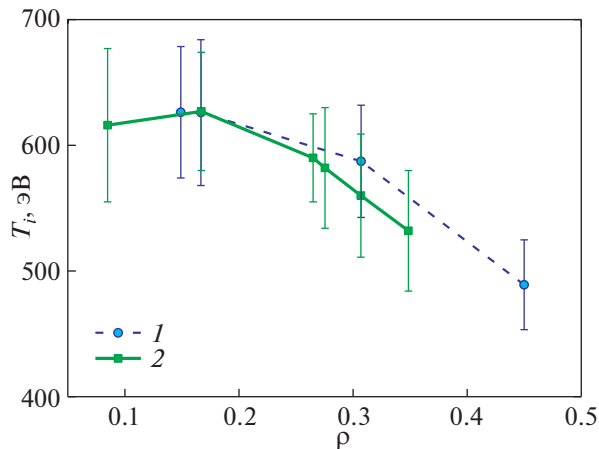


Рис. 9. Пример экспериментальных профилей ионной температуры, полученных с помощью анализатора атомов перезарядки и CXRS, в разрядах #38876, 78, 79, 86, 87 в момент времени $t = 200$ мс: 1 – данные анализаторов атомов перезарядки; 2 – данные диагностики активной спектроскопии перезарядки.

ρ – нормализованная магнитная координата). На рис. 10б показана вариация потока дейтерия 22.4 кэВ, полученная анализатором АКОРД-24М в режиме активных измерений ($\rho = 0.55$) и потока атомов дейтерия 28.6 кэВ, полученная анализатором CNPA-09 в режиме с преимущественно пас-

сивным сигналом во время тороидальных альфвеновских мод. Как видно, сигнал вдоль линии наблюдения падает, что косвенно свидетельствует о потерях быстрых частиц, в то время как периферийный активный сигнал растет, что связано с транспортом быстрых частиц из центральной области плазмы ближе к границе.

5. ДИАГНОСТИКА АКТИВНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ПЕРЕЗАРЯДКИ

Диагностика активной спектроскопии перезарядки (или CXRS) основана на измерении и анализе спектрального контура линии излучения (как правило, видимого диапазона) водородоподобных ионов, образующихся в результате перезарядки ядер легкой примеси (He, B, C, N, O) на инжектируемых в плазму высокоэнергичных атомах дейтерия (или водорода) нагретного или диагностического пучка.

На токамаке Глобус-М2 в состав этой диагностики входят специально разработанная оптическая система сбора света по 7 “линиям наблюдения” (LOS) в экваториальной плоскости установки (см. рис. 5), оснащенная выходными волоконными SMA-разъемами; комплект 20-метровых SMA-SMA волоконно-оптических кварцевых кабелей диаметром 400 мкм с числовой апертурой $NA = 0.22$ для транспортировки светового

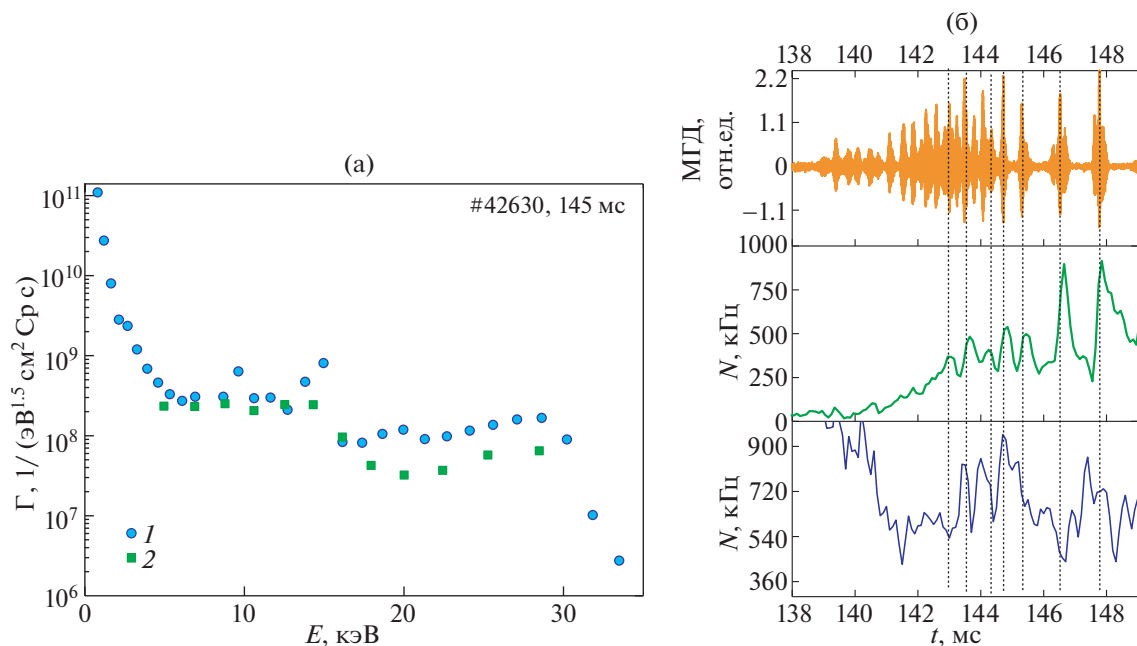


Рис. 10. Экспериментальные спектры атомов дейтерия, полученные с помощью анализаторов CNPA-09 (1) и АКОРД-24М (2) в разряде #42630 (а); вариация сигнала анализаторов атомов перезарядки во время тороидальных альфвеновских мод (б). Сверху вниз: сигнал МГД-зонда, поток атомов дейтерия 22.4 кэВ, полученный анализатором АКОРД-24М в режиме активных измерений, поток атомов дейтерия 28.6 кэВ, полученный анализатором CNPA-09 в режиме с преимущественно пассивным сигналом.

Таблица 3. Параметры расположения “линий наблюдения” LOS

Номер LOS	1	2	3	4	5	6	7
R , см	36.2 ± 1.4	39.3 ± 0.8	42.4 ± 0.4	45.3 ± 0.4	48.2 ± 0.3	50.8 ± 0.3	53.2 ± 0.4
Угол между осью LOS и тороидальным направлением, град.	6.1	2.2	0.2	−0.5	−0.1	0.6	1.9

сигнала, волоконно-оптический коллектор с SMA- входами и специальным выходным объективом, который строит изображение волокон на входной щели компактного светосильного спектрометра высокого разрешения “СпектралТех” SPT-DDHR-04. В этом приборе установлены решетка 154×144 мм с плотностью нарезки 1800 штрихов/мм и углом блеска 21° , и зеркальная оптика $F = 280$ мм $F/5.4$, позволяющие в автоколлимационной схеме двойной дифракции со скользящим падением (78°) [21] получить большую дисперсию ~ 0.15 нм/мм и широкий рабочий диапазон 430–800 нм. Инновационный безлюфтовый механизм позиционирования с программным управлением позволяет выполнять прецизионную настройку по длине волны, а также автоматическое сканирование любого участка спектра во всем рабочем диапазоне с точностью ~ 0.0015 нм. Выход спектрального прибора оборудован 16-битной регистрирующей системой на основе охлаждаемого матричного ПЗС-детектора 512×512 пикселей 16×16 мкм с “frame transfer” архитектурой, обладающего квантовой эффективностью $QE > 95\%$ на 550 нм благодаря применению технологии обратной засветки (BSI) с просветляющим покрытием. Результирующее разрешение спектрометра составляет ≈ 0.0024 нм/пиксель, ширина аппаратной функции FWHM ≈ 0.015 нм при ширине входной щели 100 мкм.

При проведении CXRS-измерений обычно использовалась линия излучения иона C^{5+} ($n = 8 \rightarrow 7$, 529.05 нм) ввиду того, что основной примесью в плазме Глобус-М2 является углерод из-за графитовой защиты внутренней стенки. Временное разрешение диагностики составляло 5 мс. В табл. 3 представлены параметры расположения “линий наблюдения”: значения величины большого радиуса токамака (R) в точках пересечения оси LOS с осью нейтрального пучка с учетом его конечной ширины, а также угол между осью LOS и тороидальным направлением в этих точках.

На рис. 11 показан пример CXRS-спектра, зарегистрированного в разряде #41585 для LOS № 2 на 210–215 мс (черная линия), и его аппроксимация (фиолетовая кривая) суперпозицией “активного” перезарядочного (красная кривая) и “пассивного” (синяя кривая) сигналов. “Пассивный” сигнал свечения иона C^{5+} сосредоточен в узкой (~ 1 –2 см) периферийной области плазмы вблизи границы примерно в 1 см от сепаратрисы.

На рис. 12 представлены профили ионной температуры $T_i(R)$ (а) и скорости тороидального вращения плазмы $V_{tor}(R)$ (б), измеренные на 210–215 мс разряда #42777. Измерения ионной температуры с помощью диагностики CXRS согласуются с измерениями с помощью анализаторов атомов перезарядки (см. рис. 5) [2].

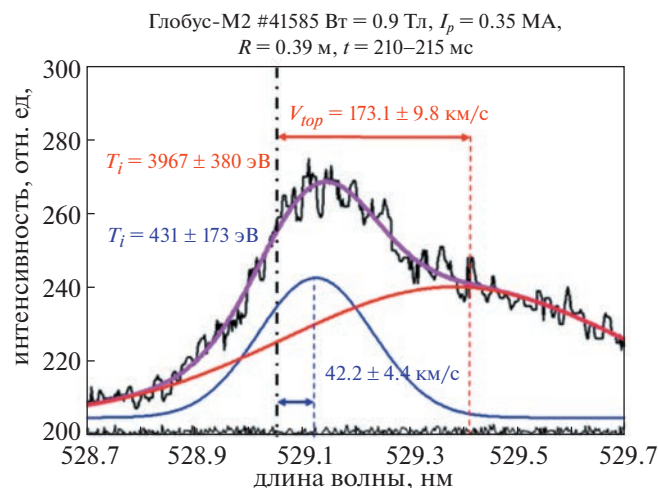


Рис. 11. Измеренный CXRS-спектр (черная линия) и его аппроксимация (фиолетовая линия) “активным” (красный) CX и “пассивным” (синий) сигналами в разряде #41585 при $B_T = 0.9$ Тл и $I_p = 0.35$ МА.

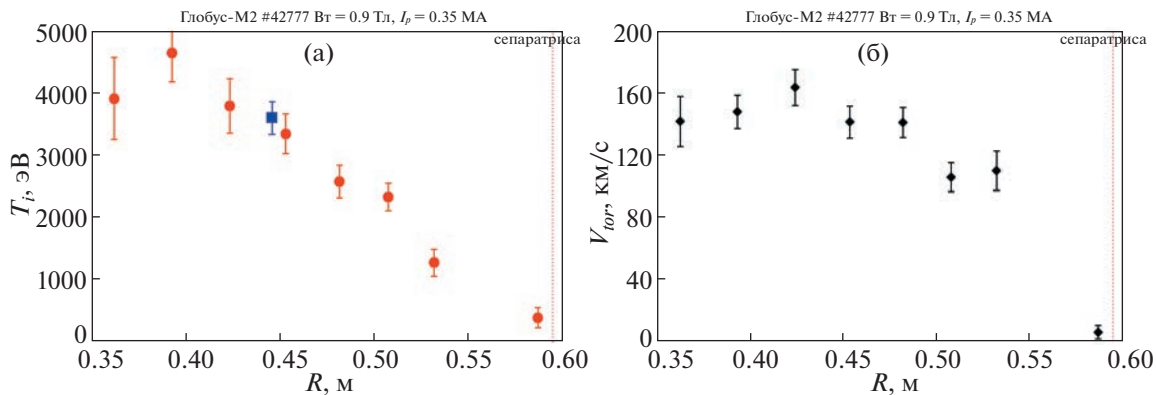


Рис. 12. Профили ионной температуры (а) и скорости тороидального вращения ионов углерода C5+ в плазме (б) на 210–215 мс разряда #42777 при $B_T = 0.9$ Тл, $I_p = 0.35$ МА. Синим квадратом показана ионная температура, измеренная анализатором атомов АКОРД-12.

6. ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ

На токамаке Глобус-М2 имеется два интерферометра для измерения плотности электронов. СВЧ-интерферометр на лампе обратной волны (ЛОВ) работает на длине зондирующих волн 1 мм. Интерферометр обеспечивает мониторинговые измерения. Изначально зондирование проводилось по трем вертикальным хордам с большим радиусом $R = 24, 42$ и 50 см. Ввиду старения лампы и падения мощности излучения, сейчас интерферометр способен обеспечить измерения только по одной хорде $R = 42$ см, проходящей вблизи магнитной оси. В связи с отсутствием запасных ламп рассматривается вопрос о замене генератора на твердотельный. Были проведены первые пробные испытания с прибором, предоставленным нам сотрудниками Курчатовского института во временное пользование. В настоящее время прорабатывается вопрос закупки аналогичных блоков.

Вторым интерферометром является недавно введенный в эксплуатацию, произведенный ИЯФ СО РАН дисперсионный интерферометр (ДИ) на основе CO_2 -лазера с искусственной фазовой модуляцией зондирующего излучения [22]. Для регистрации сигналов ДИ и вычисления плотности плазмы в режиме реального времени был разработан специальный измерительный модуль [23]. Реализованные в его цифровом узле алгоритмы вычисления плотности плазмы основаны на гармоническом анализе сигналов интерферометра, что делает их устойчивыми к воздействию шумов и изменениям глубины модуляции. Размах шумовой компоненты при измерениях линейной плотности не превышает $\langle nl \rangle_{\min} \approx 6 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ при временном разрешении в 20 мкс. Относительная погрешность вычисления абсолютного значения линейной плотности не превышает 2.5%. Для обоих интерферометров длина хорды для расчета

среднехордовой плотности электронов определяется с помощью восстановления положения последней замкнутой магнитной поверхности методом токовых колец [7].

В экспериментах на токамаке Глобус-М2 производилось сравнение двух диагностических систем: диагностики ТР и дисперсионной интерферометрии. Хорды измерений обеих диагностик лежат в экваториальной плоскости и имеют одинаковый прицельный параметр и длину. Для сравнения диагностик проводился расчет среднехордовой плотности электронов ТР с помощью интегрирования на параметризованных магнитных поверхностях [24]. Сравнение измерений ТР и дисперсионного интерферометра в разряде #42518 с $n_e = 0.1 - 0.9 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$ (рис. 13) демонстрируют хорошее совпадение. Таким образом, диагностика дисперсионной интерферометрии на токамаке Глобус-М2 производит надежные измерения среднехордовой плотности электронов и отличается высокой точностью измерений в разрядах с высокой средней плотностью плазмы, по крайней мере до $1.5 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$.

7. ДОППЛЕРОВСКИЙ РЕФЛЕКТОМЕТР

Допплеровское обратное рассеяние (ДОР), или доплеровская рефлектометрия — метод регистрации сверхвысокочастотного (СВЧ) излучения, обратно рассеиваемого на флуктуациях плотности плазмы. Данная диагностика позволяет по измеренному сдвигу частоты рассеянного излучения определять полоидальную скорость вращения плазмы, а так же исследовать плазменную турбулентность. На токамаке Глобус-М2 используются три микроволновые системы ДОР, расположение которых и лучевые траектории показаны на рис. 4. Первая система позволяет зондировать плазму одной частотой, которую можно

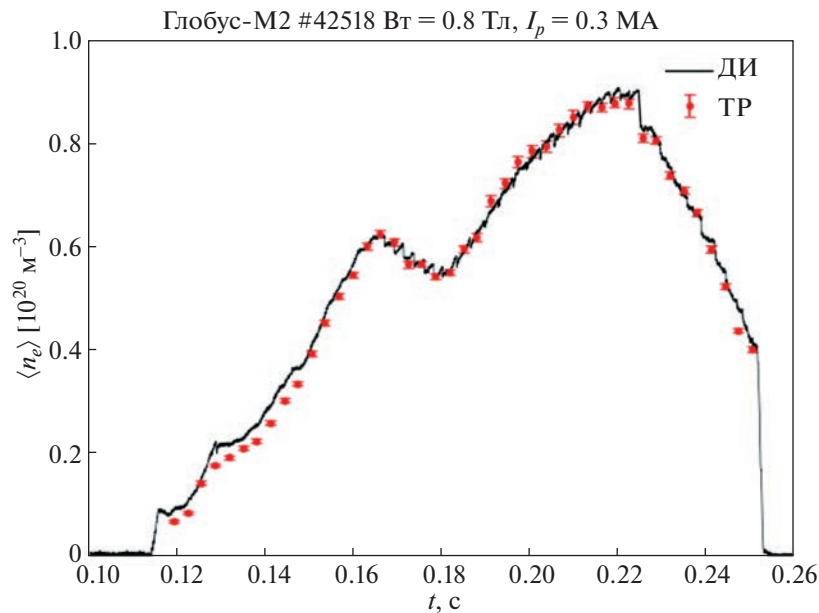


Рис. 13. Пример измерений электронной концентрации в разряде #42518 токамака Глобус-М2, проведенных ДИ (черная линия) и диагностикой томсоновского рассеяния (красные точки).

менять в пределах от 18 до 26 ГГц между разрядами токамака. Вторая система зондирует плазму одновременно на четырех частотах 20, 29, 39, 48 ГГц. Третья система работает на пяти частотах 50, 55, 60, 65, 70 ГГц. Диапазон частот рефлектометра соответствует интервалу нормализованных малых радиусов $\rho = 0.5\text{--}1.1$ в зависимости от условий эксперимента.

В первой и второй системах применяется метод двойного гомодинного приема обратного рассеяния. Работа этой схемы детально описана в работе [25].

Для третьей системы используется умножитель частот излучения задающего генератора с частотой излучения 5 ГГц и применяется гетеродинное детектирование. Более детально работа этой схемы описана в работе [26].

Диагностика доплеровского обратного рассеяния обладает рядом преимуществ. Она позволяет проводить измерения локально, так как обратное рассеяние происходит в основном в отсечке из-за усиления электрического поля микроволнового излучения в точке поворота лучевой траектории. Кроме того, методом ДОР возможно одновременно проводить измерения скорости и турбулентности. Данный метод подразумевает избирательность измерений по волновым векторам рассеивающих флуктуаций. Кроме того, данный метод относительно прост в применении и является многофункциональным. Также, антенная система ДОР, установленная на Глобус-М2, позволяет менять угол наклона, тем самым позволяет использовать стандартную рефлектометрию.

На токамаке Глобус-М2 методом ДОР был детально исследован процесс перехода в режим

Таблица 4. Плазменные процессы, исследуемые с помощью диагностики ДОР

Явление	Определенные характеристики
Турбулентность	Подавление турбулентности широм скорости, корреляционные длины турбулентных структур
Геодезическая акустическая мода (ГАМ)	Амплитуда колебаний электрического поля, локализация, степень нелинейного взаимодействия с турбулентностью
Колебания предельного цикла (LCO)	Шир скорости при LCO, модуляция турбулентности, локализация
Филаменты	Радиальный и полоидальный размер, расстояние между филаментами, скорость распространения, область развития, модовая структура
Альфвеновские моды	Частота, амплитуда колебаний магнитного поля, локализация
Тириг моды	Частота, локализация

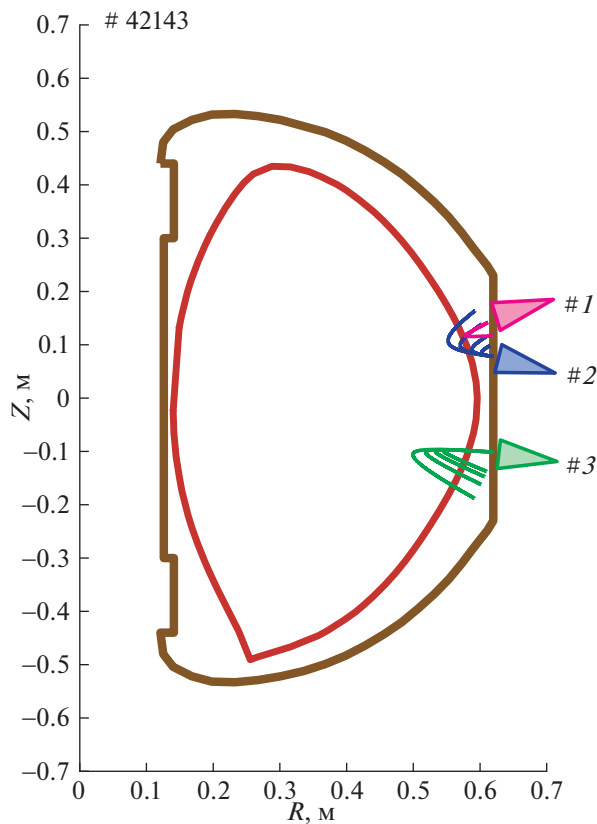


Рис. 14. Результаты расчета лучевых траекторий для трёх систем ДОР.

улучшенного удержания [27]. Помимо этого, метод ДОР широко применялся для исследования плазменных процессов, приведенных в табл. 4 [28].

8. НЕЙТРОННАЯ ДИАГНОСТИКА

Для регистрации нейтронных потоков токамак Глобус-М2 оснащен двумя компактными нейтронными спектрометрами на основе жидкого органического сцинтиллятора BC-501A, а также двумя ^{10}B коронными нейтронными счетчиками. Основным применением нейтронной диагностики является изучение удержания быстрых ионов, возникающих в процессе нагрева плазмы пучками атомов высокой энергии, а также оценка интегрального нейтронного выхода. Сигнал с нейтронных спектрометров оцифровывается с частотой 500 МГц, максимальная входная нагрузка $\sim 1 \times 10^6 \text{ c}^{-1}$. Сигнал с нейтронных счетчиков оцифровывается с частотой 30 МГц, максимальная входная нагрузка $\sim 6 \times 10^4 \text{ c}^{-1}$. Уровень сигнала на детекторах может регулироваться при помощи коллиматоров, изготовленных из свинца и полиэтилена. Расположение нейтронных детекторов в экспериментальном зале представлено на рис. 14. Подробно комплекс нейтронной диагностики токамака Глобус-М2 был рассмотрен в статье [29].

В плазме Глобуса-М2 нейтроны рождаются в процессах столкновения ионов высокой энергии

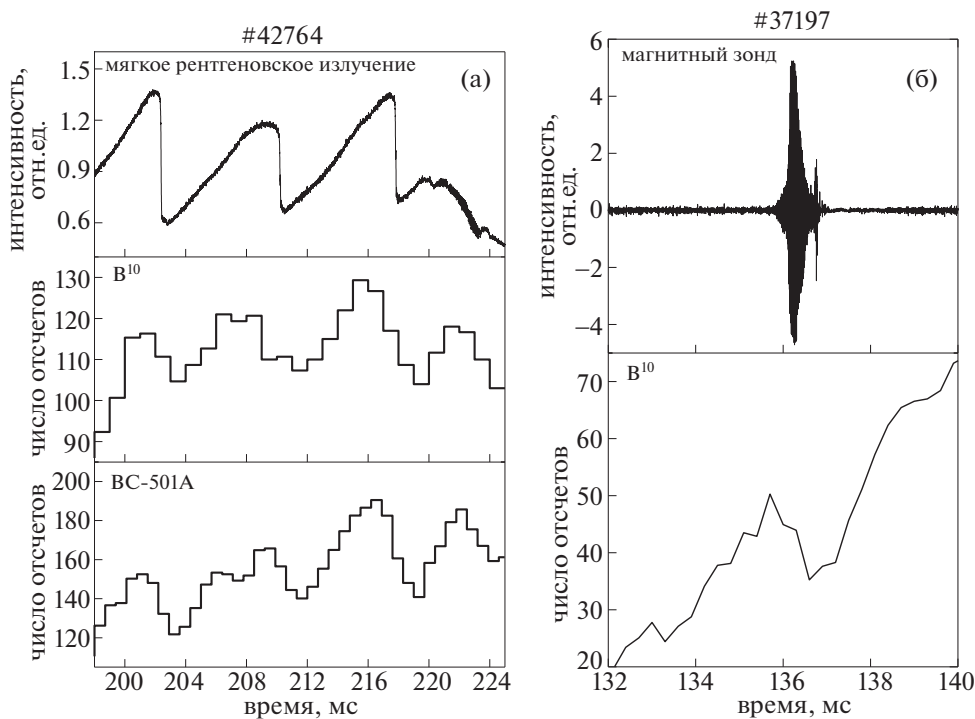


Рис. 15. Зависимость нейтронного потока от времени в разряде с пилообразными колебаниями (а), в разряде с ТАЕ (б).

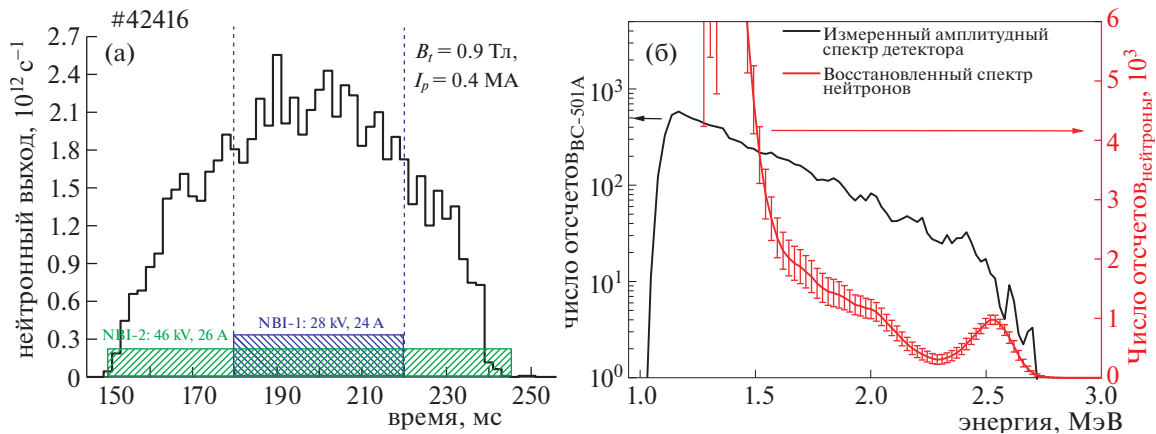


Рис. 16. Временная зависимость нейтронного выхода в разряде #42416 токамака Глобус-М2 (а), экспериментально измеренный спектр (черная линия) и восстановленный нейтронный спектр из плазмы токамака Глобус-М2 (красная линия) (б).

с тепловыми ионами основной плазмы, а также между собой. Таким образом, развитие в плазме процессов, приводящих к потере быстрых частиц или к их перераспределению в фазовом пространстве, будет вызывать изменение нейтронного потока. Пример реакции сигнала нейтронных детекторов на пилообразные колебания и тороидальные альфеновские моды (ТАЕ) представлен на рисунке рис. 15.

Для оценки интегрального нейтронного выхода из плазмы токамака нейтронные детекторы были абсолютно прокалиброваны в условиях экспериментального зала установки [30]. Пример эволюции интегрального нейтронного выхода в одном из разрядов токамака Глобус-М2 представлен на рис. 16а. Для вычисления энергетического спектра испускаемых плазмой нейтронов на циклотроне ФТИ им. А.Ф. Иоффе были измерены функции отклика нейтронных спектрометров ВС-501А [31]. На их основании была проведена процедура деконволюции экспериментально измеряемых спектров [32]. Пример восстановленного энергетического спектра испускаемых нейтронов представлен на рис. 16б.

В настоящее время в дополнение к описанным в данном разделе нейтронным детекторам в эксплуатацию вводятся еще два He^3 пропорциональных нейтронных счетчика.

9. ДИАГНОСТИКА ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Для изучения сигналов жесткого рентгеновского излучения токамак оснащен двумя абсолютно калиброванными сцинтилляционными спектрометрами на основе кристалла $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ [33]. Измерения проводятся в диапазоне энергий гамма-квантов 0.1–16 МэВ с частотой оцифровки

регистрируемого сигнала 250 МГц при максимальной входной статистической загрузке $\sim 3 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$. Измеряемые спектры могут быть использованы для изучения поведения убегающих электронов. Пример эволюции сигнала жесткого рентгеновского излучения во время омического разряда с низкой плотностью ($\langle n_e \rangle = 1.7 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$) представлен на рис. 17а. На рис. 17б приведен энергетический спектр регистрируемых в этом же разряде гамма-квантов.

Для контроля уровня жесткого рентгеновского излучения во время разряда токамак так же оснащен сцинтилляционным детектором на основе кристалла $\text{NaI}(\text{Tl})$, работающим в токовом режиме.

10. СПЕКТРОСКОПИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА

Комплекс спектроскопических диагностик на токамаке Глобус-М2 используется для получения данных о поведении примесей в плазме на основе измерений интенсивности излучения в диапазоне от 0.02 до 1200 нм. В состав комплекса входит диагностика среднехордового эффективного заряда $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$, диагностика отдельных линий примесных элементов, обзорный спектрометр, монохроматоры для многоракурсных измерений интенсивности излучения на линии $\text{D}_\alpha/\text{H}_\alpha$ и кремниевые фотодиоды (SPD) для измерений мощности излучения в широком диапазоне 0.02–1100 нм.

Среднехордовое значение эффективного заряда $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ определяется по интенсивности тормозного излучения одновременно в двух спектральных интервалах 1019–1040 и 630–640 нм, где отсутствует интенсивное линейчатое излучение

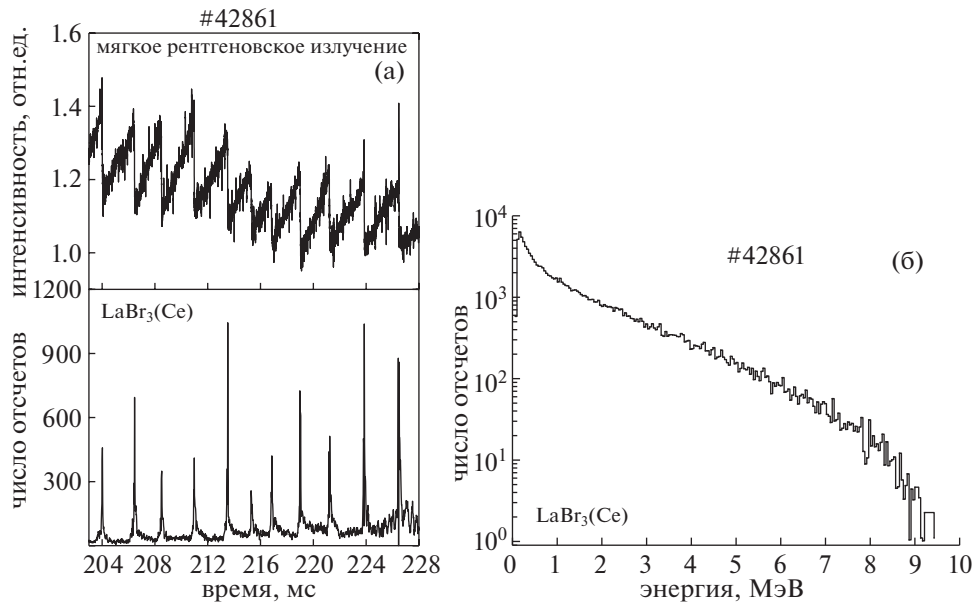


Рис. 17. Разряд #42861: временная зависимость сигнала жесткого рентгеновского излучения во время омического разряда токамака Глобус-М2 (а), экспериментально измеренный энергетический спектр жёсткого рентгеновского излучения (б).

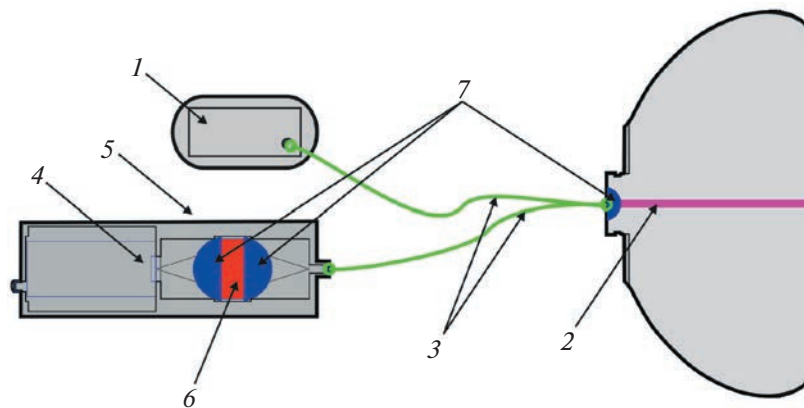


Рис. 18. Схема регистрации интенсивности излучения фильтровыми монохроматорами и обзорным спектрометром: 1 – обзорный спектрометр, 2 – область наблюдения, 3 – оптическое волокно, 4 – детектор, 5 – коллиматор, 6 – интерференционный фильтр, 7 – собирающие линзы.

(рекомбинационное излучение в условиях изменений пренебрежимо мало). Мощность тормозного излучения P_{br} измеряется вдоль одной хорды наблюдения в экваториальном сечении токамака Глобус-М2 [34]. Для расчета $\langle Z_{eff} \rangle$ по P_{br} используются профили $T_e(R)$ и $n_e(R)$, полученные с помощью диагностики томсоновского рассеяния (ТР) [12] и переведенные в потоковые координаты с использованием 0-мерной модели [13], а также данные магнитной реконструкции методом токовых колец [7]. Мощность тормозного излучения измеряется в мониторинг режиме (данные в

общем доступе обновляются после каждого разряда), величину $\langle Z_{eff} \rangle$ можно рассчитать в течение нескольких минут, как только будут получены профили $T_e(R)$ и $n_e(R)$ и магнитная реконструкция. Временное разрешение определяется частотой следования лазерных импульсов диагностики ТР 330 Гц и обеспечивает измерения $\langle Z_{eff} \rangle$ с шагом 3.03 мс.

С помощью шести фильтровых монохроматоров, настроенных на отдельные спектральные линии, производится контроль поступления каждого из основных примесных элементов С, О, Fe, N,

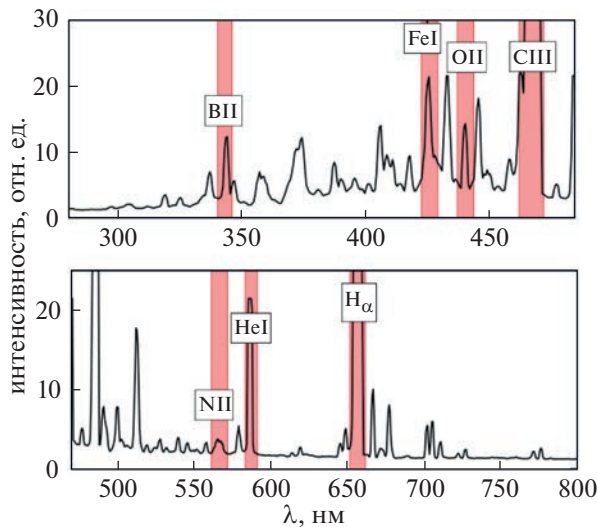


Рис. 19. Спектр излучения, измеренный с помощью обзорного спектрометра с указанными спектральными промежутками, в которых регистрируются примесные линии фильтровыми монохроматорами.

В и He в плазму. Система сбора данных позволяет записывать сигналы монохроматоров в течение всего разряда с частотой оцифровки до 1 МГц в мониторингном режиме. Излучение на линиях примесей регистрируется в объеме наблюдения диаметром около 5 мм вдоль хорды наблюдения в экваториальной плоскости токамака (рис. 18). В особых случаях, например, при напуске примеси в область дивертора, может быть изменен ракурс наблюдения монохроматоров.

Так же доступны измерения обзорных спектров излучения в диапазоне 200–1100 нм системой на базе спектрометра Avantes AvaSpec-ULS2048 (см. рис. 1). Регистрация спектров может производиться каждые 1.05 мс. Время интегрирования может быть увеличено для детального рассмотрения более слабых линий. Обзорные спектры регистрируются также в мониторингном режиме и доступны после каждого разряда. На рис. 19 приведен характерный вид спектра излучения, измеренного с помощью обзорного спектрометра, с указанными спектральными промежутками, в которых регистрируются примесные линии фильтровыми монохроматорами.

Измерения интенсивности излучения линии $D\alpha/H\alpha$ на длине волны 656 нм осуществляются с использованием пяти фильтровых монохроматоров в пяти различных ракурсах наблюдения: две хорды ориентированы на верхний и нижний купол камеры, две вертикальные хорды проходят через большой радиус $R = 42$ и 50 см, и одна хорда ориентирована по направлению большого радиуса на столб. Измерения также производятся в мониторингном режиме.

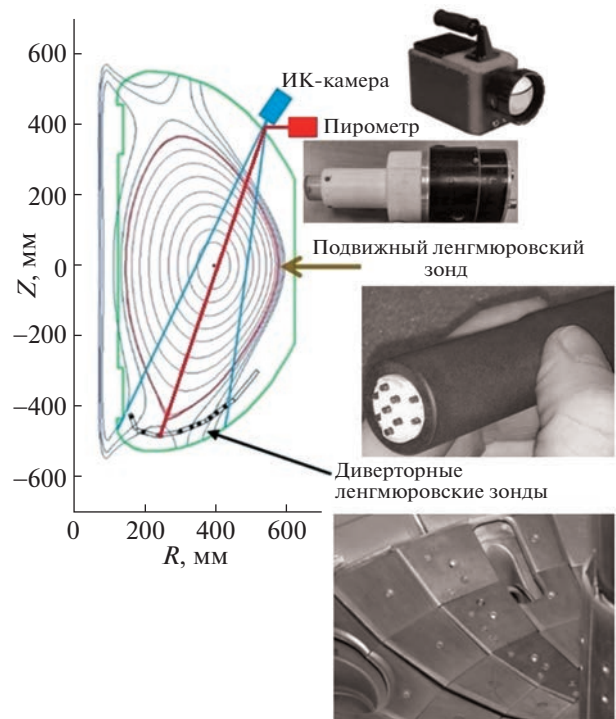


Рис. 20. Диагностики SOL на токамаке Глобус-М2.

Для измерения мощности излучения плазмы на токамаке применяются SPD-фотодиоды [35], которые позволяют производить измерения в широком спектральном диапазоне 1 эВ–60 кэВ с временным разрешением до 1 мкс. Используемые фотодиоды могут быть чувствительны как к излучению, так и к частицам [36]. В настоящее время доступны измерения по трем ракурсам. Один обзорный прибор с линией наблюдения, направленной тангенциально к плазменному шнуру, с широким углом сбора излучения. Два коллимированных датчика имеют линии наблюдения, направленные вдоль большого радиуса и тангенциально, в периферийной области.

11. ДИАГНОСТИКИ ОБЛАСТИ SOL

На токамаке Глобус-М2 имеется ряд диагностик, предназначенных для исследований плазмы в области пограничного слоя, между сепаратрисой и стенкой (SOL). Их расположение показано на рис. 20.

Подвижный ленгмюровский зонд [37], расположен в экваториальной плоскости со стороны слабого магнитного поля и оснащен головкой с девятью графитовыми электродами в изоляторе из нитрида бора. Зонд позволяет измерять плавающий потенциал (V_f), ионный ток (I_{sat}) насыщения, электронную концентрацию (n_e) и температуру (T_e), а также число Маха ($M_{||}$). Зондовая го-

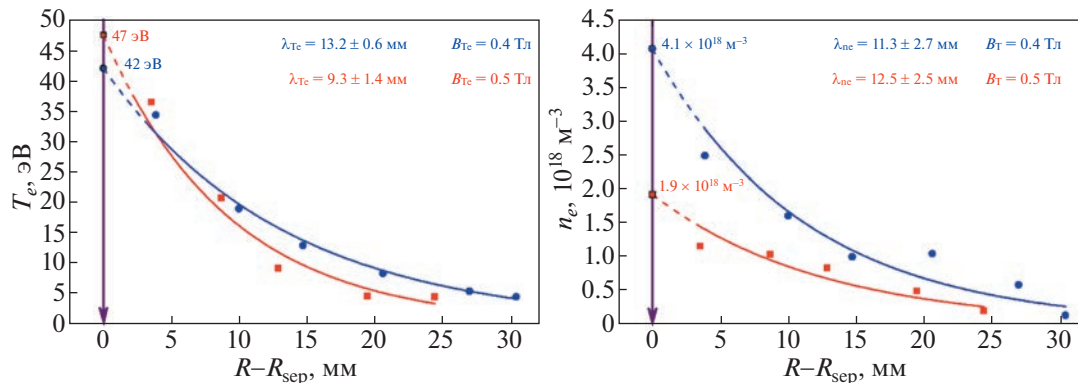


Рис. 21. Профили температуры и концентрации, полученные с помощью подвижного зонда.

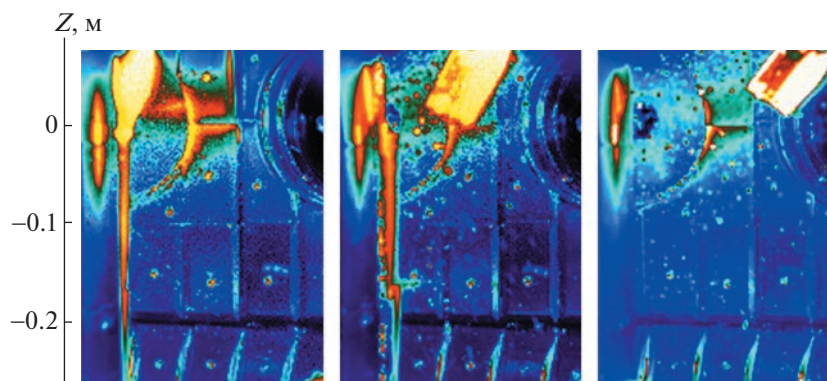


Рис. 22. Отрыв защитной графитовой пластины, зафиксированный с помощью тепловизора в разряде #42422.

ловка помещена в защитный графитовый экран. Приводом зонда выступает линейный магнитный манипулятор, позволяющий менять положение зонда по малому радиусу от разряда к разряду (что использовалось для получения профилей измеряемых параметров), а также обеспечивающий вращение головки на 360° вокруг продольной оси. На рис. 21 приведен пример профилей электронной температуры и концентрации, измеренных с помощью подвижного зонда. По профилям определяются характерные длины спада температуры (λ_{Tc}) и концентрации (λ_{nc}) для сравнения со скейлингами.

ИК-камера (тепловизор) [10] расположена на верхнем куполе вакуумной камеры на расстоянии 1.3 м от нижних диверторных пластин, на которые она направлена. ИК-детектор $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ обеспечивает работу в диапазоне длин волн 3.5–4.7 мкм, размер кадра 320×256 пикселей в полнокадровом режиме, что соответствует пространственному разрешению ~ 1.6 мм/пиксель с частотой ~ 220 Гц. Данная диагностика позволяет измерять эволюцию температуры поверхности диверторных пластин, и по полученным данным

восстанавливать плотность теплового потока. В некоторых экспериментах камера устанавливалась в экваториальной плоскости для наблюдения нагрева стенки камеры на внешнем обходе. На рис. 22 приведен аварийный случай, заснятый камерой, когда во время разряда оторвалась защитная графитовая пластина с центрального столба (слева на рисунке) и полетела к внешней стенке. Три фазы ее полета видны на рисунке.

Наряду с ИК-камерой для измерений температуры стенки применяется ИК-пирометр. Он позволяет проводить измерение интенсивности теплового излучения в диапазоне температур 100–3500°C с временным разрешением 2 мкс. Отличается от тепловизора более высоким временным разрешением. Совместное использование пирометра и тепловизора позволяет регистрировать как пространственное распределение, так и динамику абсолютного значения температуры поверхности. Подробнее об устройстве ИК-пирометра можно узнать из работы [38].

В нижние диверторные пластины вмонтирован набор из десяти ленгмюровских зондов [39]. Зонды изготовлены из той же марки графита

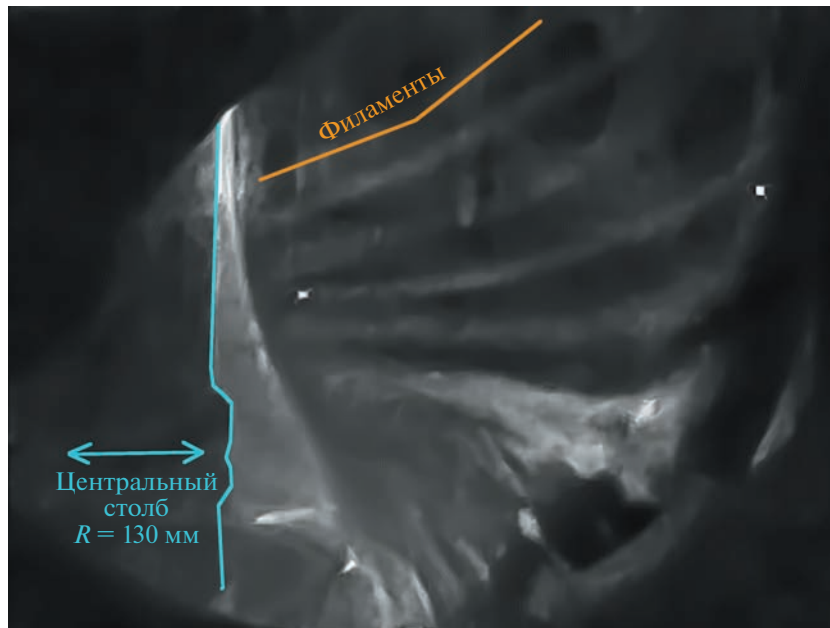


Рис. 23. Постобработанный кадр высокоскоростной камеры из разряда #29874 демонстрирующий филаментарную структуру, возникающую при развитии краевой неустойчивости (ELM).

РГТ-91, что и пластины, и имеют плоскую рабочую поверхность, расстояние между ними в среднем равно 2 см. Диаметр зондов составляет 8 мм, зазор между пластиной и зондом 0.5 мм, изоляция от диверторных пластин осуществляется с помощью керамических колец. Для данного массива зондов разработана система регистрации способная работать в трех режимах: измерение ионного тока насыщения, измерение плавающего потенциала зондов и запись зондовой вольт-амперной характеристики.

12. ФОЛЬГОВЫЙ СПЕКТРОМЕТР МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Спектрометр предназначен для непрерывного измерения мягкого рентгеновского излучения (SXR) из центра плазмы токамака. Наличие четырех каналов с фольгами бериллия различной толщины (15, 50, 80 и 127 мкм) позволяет использовать полученные данные для определения центральной электронной температуры с временным разрешением 3 мкс. Однако, температура электронов, определенная классическим “методом фольг” [40] по соотношению сигналов в разных каналах во многих случаях сильно отличается от измеренной диагностикой томсоновского рассеяния. Это происходит, по-видимому, из-за значительного вклада линейчатого излучения в сигналы SXR. Для улучшения ситуации был применен метод машинного обучения (МО) [41]. Обучающие данные включали в себя результаты измерения интенсивности потока мягкого и

жесткого рентгеновского излучения, а также излучения углеродной примеси на линии СIII. В качестве ответов для обучения с учителем использовались данные центральной температуры электронов, полученные диагностикой томсоновского рассеяния. В результате, с использованием МО по сигналам SXR удастся определять температуру электронов с точностью 18%. В нашем случае метод применим для определения T_e в диапазоне значений от ~ 300 эВ до значений ~ 1200 эВ. Для измерения больших температур электронов необходимо расширить спектральный диапазон диагностики SXR и провести цикл обучения с использованием новых данных.

13. ВЫСОКОСКОРОСТНАЯ ВИДЕОКАМЕРА

Для визуализации процессов в плазме токамака Глобус-М2 используется высокоскоростная камера Optronis, позволяющая производить видеосъемку со скоростью от 540 кадров/с при разрешении 1696×1710 до 100000 кадров/с при разрешении 96×38 на протяжении всего разряда. Время непрерывной записи при 8 Гб памяти — 5.5 с. Камера используется для наблюдения границы плазмы и сравнения данных видеосъемки плазмы с реконструкцией крайней магнитной поверхности, получаемой из магнитных измерений с помощью кодов равновесия. Кроме того, камера используется для наблюдения внешнего воздействия на плазму, такого как газонапуск, проникновение струи от плазменной пушки и пылевых частиц. Так же была исследована воз-

возможность использования высокоскоростной видеосъемки в диапазоне видимого излучения для анализа структуры пилинг – баллонной моды во время развития и срыва краевых МГД неустойчивостей. На рис. 23 приведен кадр видеокамеры, полученный после специальной обработки. Скорость съемки составляла 1000 кадров/с, время экспозиции – 300 мкс. Для увеличения контрастности филаментов производилось вычитание фонового сигнала и домножение значений интенсивностей пикселей на постоянную величину. Кадр наглядно демонстрирует развитие краевой неустойчивости синхронизированной с перезамыканиями [42]. Частота кадров съемки в 2.5 раза превышала частоту перезамыканий, поэтому было возможно вычитание фона путем вычитания предыдущего кадра.

14. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Диагностический комплекс токамака Глобус-М2 на настоящий момент представляет собой обширный набор диагностик различного плана, взаимно дополняющих друг друга. Часть диагностик обеспечивает мониторинг измерения основных характеристик плазменного разряда, позволяя экспериментатору в ходе эксперимента следить за воспроизводимостью разряда или контролируемо изменять интересующие его параметры. Продвинутое диагностическое оборудование обеспечивает измерения радиальных профилей таких величин как электронная и ионная температура, плотность плазмы, скорость вращения, эффективный заряд, излучение в видимом и мягком рентгеновском диапазоне. Данные некоторых диагностик требуют дополнительной обработки. Результаты измерений используются для моделирования транспортных процессов. Ряд диагностик предоставляет данные об удержании и потерях быстрых частиц, возникающих при использовании методов дополнительного нагрева плазмы.

Диагностический комплекс токамака постоянно совершенствуется. Это происходит как путем развития имеющихся диагностик, так и создания новых. Так, в диагностике томсоновского рассеяния увеличивается число пространственных точек на профиле, в диагностике CXRS появляется второй ракурс наблюдения, ориентированный на работу с пучком нового инжектора. Планируется установка SXR камеры-обскуры с наблюдением в двух ракурсах в одном полоидальном сечении, что обеспечит томографические измерения.

Разработка диагностики томсоновского рассеяния дивертора токамака Глобус-М2 и проведение пилотных измерений электронной температуры (раздел 3) выполнены за счет гранта РНФ (проект № 23-79-00033). Измерения с помощью лазерного интерферометра (раздел 6) выполнены

при поддержке гранта РНФ 21-79-20201. Работы по подготовке полоидально-разнесенных систем ДОР (раздел 7) для исследования филаментов выполнены за счет гранта РНФ № 23-72-00024, <https://rscf.ru/project/23-72-00024>. Исследование быстрых частиц анализатором атомов перезарядки (раздел 4) и нейтронной диагностикой (раздел 8) были поддержаны исследовательским проектом РНФ № 21-72-20007. Разработка фольгового спектрометра (раздел 12) была поддержана в рамках государственного задания ФТИ им. А.Ф. Иоффе 0040-2019-0023. Разработка диагностики активной спектроскопии перезарядки (раздел 5) поддержана в рамках государственного задания по контракту 0034-2021-0001. Эксперименты проведены на УНУ “Сферический токамак Глобус-М”, входящей в состав ФЦКП “Материаловедение и диагностика в передовых технологиях”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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., Konovalov 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.Y., Tokarev V.A., Tolstyakov S.Y., Zhilin E.G. // Nucl. Fusion. 2017. V. 57. P. 1.
2. Kurskiev G.S., Miroshnikov I.V., Sakharov N.V., Gusev V.K., Petrov Yu.V., Minaev V.B., Balachenkov I.M., Bakharev N.N., Chernyshev F.V., Goryainov V.Yu., Kavin A.A., Khromov N.A., Kiselev E.O., Krikunov S.V., Lobanov K.M., Melnik A.D., Novokhatski A.N., Filipov S.V., Zhiltsov N.S., Mineev A.B., Mukhin E.E., Patrov M.I., Petrov A.V., Ponomarenko A.M., Solokha V.V., Shulyatiev K.D., Shchegolev P.B., Skrekel O.M., Telnova A.Y., Tkachenko E.E., Tikhmeneva E.A., Tokarev V.A., Tolstyakov S.Y., Varfolomeev V.I., Voronin A.V., Yashin A.Yu., Solovey V.A., Zhilin E.G. // Nucl. Fusion. 2022. V. 62. P. 10. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac881d>
3. D'yachenko V.V., Irzak M.A., Tregubova E.N., Shcherbinin O.N. // Technical Phys. 2003. V. 48. P. 1061.
4. Dyachenko V.V., Shcherbinin O.N., Gusakov E.Z., Gusev V.K., Irzak M.A., Kurskiev G.S., Petrov Yu.V., Saveliev A.N., Sakharov N.V., Khitrov S.A. // Nuclear Fusion. 2015. V. 55. P. 113001.
5. Kuceliev E.O. в этом выпуске
6. Galkin S.A., Ivanov A.A., Medvedev S.Yu., Poshekhnov Yu.Yu. // Nuclear Fusion. 1997. V. 37. P. 1455. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/37/10/111>
7. Vasiliev V.I., Kostsov Yu.A., Lobanov K.M., Makarova L.P., Mineev A.B., Gusev V.K., Levin R.G., Petrov Yu.V., Sakharov N.V. // Nuclear Fusion. 2006. V. 46. P. S625. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/46/8/S08>

8. Lao L.L., John H. St., Stambaugh R.D., Pfeiffer W. // Nuclear Fusion. 1985. V. 25. P. 1421.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/46/8/S08>
9. Yashin A.Yu., Ponomarenko A.M., Balachenkov I.M., Kurskiev G.S., Kiselev E.O., Minaev V.B., Petrov A.V., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Zhiltsov N.S. // Appl. Sci. 2023. V. 13. P. 3430.
<https://doi.org/10.3390/app13063430>
10. 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 N.N., Bulanin V.V., Chernyshev F.V., Iliasova M.V., Kavin A.A., Khilkevitch E.M., Khromov N.A., Kiselev E.O., Konovalov A.N., Kornev V.A., Krikunov S.V., Kurskiev G.S., Melnik A.D., Miroshnikov I.V., Novokhatskii A.N., Zhiltsov N.S., Patrov M.I., Petrov A.V., Ponomarenko A.M., Shulyatiev K.D., Shchegolev P.B., Shevelev A.E., Skrekel 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.Yu. // Nuclear Fusion. 2022. V. 62. P. 042009.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac27c7>
11. Балаченко И.М., Петров Ю.В., Гусев В.К., Бахареv Н.Н., Варфоломеев В.И., Дьяченко В.В., Коновалов А.Н., Корепанов П.А., Крикунов С.В., Минаев В.Б., Патров М.И., Сахаров Н.В. // Письма ЖТФ. 2021. Т. 47. С. 17.
<https://doi.org/10.21883/PJTF.2021.12.51061.18730>
12. Курскиеv Г.С., Жильцов Н.С., Коваль А.Н., Кornev А.Ф., Макаров А.М., Мухин Е.Е., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Соловей В.А., Ткаченко Е.Е., Толстяков С.Ю., Чернаков П.В. // Письма ЖТФ. 2021. Т. 47. № 24.
<https://doi.org/10.21883/PJTF.2021.12.51061.18730>
13. Курскиеv Г.С., Сахаров Н.В., Щёголев П.Б., Бахареv Н.Н., Киселев Е.О., Авдеева Г.Ф., Гусев В.К., Ибляминова А.Д., Минаев В.Б., Мирошников И.В., Патров М.И., Петров Ю.В., Тельнова А.Ю., Толстяков С.Ю., Токарев В.А. // ВАНТ. 2016. Т. 39. № 4.
14. Zhiltsov N.S., Kurskiev G.S., Tolstyakov S.Yu., Solovey V.A., Koval A.N., Aleksandrov S.E., Bazhenov A.N., Chernakov P.V., Filippov S.V., Gusev V.K., Khromov N.A., Kiselev E.O., Kornev A.F., Krikunov S.V., Makarov A.M., Minaev V.B., Miroshnikov I.V., Mukhin E.E., Novokhatsky A.N., Patrov M.I., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Schegolev P.B., Telnova A.Yu., Tkachenko E.E., Tokarev V.A., Varfolomeev V.I., Voronin A.V. // arXiv:2311.18723 [physics.plasm-ph],
<https://doi.org/10.48550/arXiv.2311.18723>
15. Ермаков Н.В. в этом выпуске.
16. Izvozchikov A.B., Petrov M.P., Petrov S.Ya., Chernyshev F.V., Shustov I.V. // Tech. Phys. 1992. V. 37. P. 201.
17. Chernyshev F.V., Afanashev V.I., Dech A.V., Kick M., Kislakov A.I., Kozlovskii S.S., Kreter A., Mironov M.I., Petrov M.P., Petrov S.Ya. // Instrum. Exp. Tech. 2004. V. 47. С. 214.
18. Bakharev N.N., Melnik A.D., Chernyshev F.V. // Atoms. 2023. V. 11(3). P. 53.
<https://doi.org/10.3390/atoms11030053>
19. 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., Skrekel O.M., Telnova A.Yu., Tukhmeneva E.A., Varfolomeev V.I. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2021. V. 63. P. 125036.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/ac3497>
20. Bakharev N.N., Chernyshev F.V., Gusev V.K., Kiselev E.O., Kurskiev G.S., Larionova M.M., 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., Tukhmeneva E.A., Varfolomeev V.I. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2020. V. 62. P. 125010.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/abbe32>
21. Koshkin Yu.S., Mukhin E.E., Razdobarin G.T., Semenov V.V., Shilnikov A. // Rev. Sci. Instrum. 1999. V. 70. P. 3844.
<https://doi.org/10.1063/1.1149999>
22. Иваненко С.В., Соломахин А.Л., Жильцов Н.С., Зубарев П.В., Коваленко Ю.В., Курскиеv Г.С., Солоха В.В., Ткаченко Е.Е., Шулятьев К.Д., Пурыга Е.А., Хильченко А.Д., Минаев В.Б., Багрянский П.А. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2023. Т. 46. С. 86.
23. Иваненко С.В., Гринемайер К.А., Пурыга Е.А., Квашин А.Н., Багрянский П.А. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2022. Т. 45. С. 67.
24. Kurskiev G.S., Sakharov N.V., Schegolev P.B., Bakharev N.N., Kiselev E.O., Avdeeva G.F., Gusev V.K., Iblyaminova A.D., Minaev V.B., Miroshnikov I.V., Patrov M.I., Petrov Yu.V., Telnova A.Yu., Tolstyakov S.Yu., Tokarev V.A. // Phys. Atomic Nuclei. 2017. V. 80. P. 1313.
25. Bulanin V.V., Yashin A.Y., Petrov A.V., Gusev V.K., Minaev V.B., Patrov M.I., Petrov Y.V., Prisiazhniuk D.V., Varfolomeev V.I. // Rev. Sci. Instrum. 2021. V. 92. P. 033539.
<https://doi.org/10.1063/5.0030307>
26. Yashin A.Y., Bulanin V.V., Gusev V.K., Minaev V.B., Petrov A.V., Petrov Y.V., Ponomarenko A.M., Varfolomeev V.I. // J. Instrumentation. 2022. V. 17. P. C01023.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/17/01/C01023>
27. Ponomarenko A., Yashin A., Kurskiev G., Minaev V., Petrov A., Petrov Y., Sakharov N., Zhiltsov N. // Sensors. 2023. V. 23. P. 830.
<https://doi.org/10.3390/s23020830>
28. Yashin A., Bulanin V., Petrov A., Ponomarenko A. // Appl. Sci. 2021. V. 11. P. 8975.
<https://doi.org/10.3390/app11198975>
29. Iliasova M.V., Shevelev A.E., Khilkevitch E.M., Bakharev N.N., Skrekel O.M., Minaev V.B., Doinikov D.N., Gin D.B., Gusev V.K., Kornev V.A., Naidenov V.O., Novokhatskii A.N., Petrov Yu.V., Polunovsky I.A., Sakharov N.V., Shchegolev P.B., Telnova A.Yu., Varfolomeev V.I. // Nuclear Inst. Methods Phys. Res. A. 2022. V. 1029. P. 166425.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2022.166425>
30. Скрекель О.М., Бахареv Н.Н., Варфоломеев В.И., Гусев В.К., Ильясова М.В., Тельнова А.Ю., Хилькевич Е.М., Шевелев А.Е. // ЖТФ. 2022. Т. 92. С. 32.
<https://doi.org/10.21883/JTF.2022.01.51848.151-21>
31. Iliasova M.V., Shevelev A.E., Khilkevitch E.M., Chugunov I.N., Minaev V.B., Gin D.B., Doinikov D.N., Polunovsky I.A., Naidenov V.O., Kozlovskiy M.A., Kudoyarov M.F. // Nuclear Inst. Methods Phys. Res. A. 2020. V. 983. P. 164590.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.164590>

32. *Khilkevitch E.M., Shevelev A.E., Chugunov I.N., Iliaso-
va M.V., Doinikov D.N., Gin D.B., Naidenov V.O., Pol-
unovsky I.A.* // Nuclear Inst. Methods Phys. Res. A.
2020. V. 977. P. 164309.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.164309>
33. *Shevelev A.E., Chugunov I.N., Gusev V.K., Petrov Yu.V.,
Rozhdestvenskii V.V., Mineev A.B., Sakharov N.V., Doi-
nikov D.N., Izotov A.L., Krikunov S.V., Naidenov V.O.,
Podushnikova K.A., Polunovskii I.A., Gin D.B., Chugu-
nov A.I.* // Plasma Phys. Reps. 2004. V. 30. P. 159.
<https://doi.org/10.1134/1.1648942>
34. *Tukhmenova E.A., Tolstyakov S.Yu., Kurskiev G.S., Gu-
sev V.K., Minaev V.B., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Tel-
nova A.Yu., Bakharev N.N., Shchegolev P.B., Kise-
lev E.O.* // Plasma Sci. Technol. 2019. V. 21. P. 105104.
<https://doi.org/10.1088/2058-6272/ab305f>
35. *Artyomov A.P., Baksht E.H., Tarasenko V.F., Fedu-
nin A.V., Chaikovsky S.A., Aruev P.N., Zabrodskii V.V.,
Petrenko M.V., Sobolev N.A., Suhanov V.L.* // Instrum.
Exp. Tech. 2015. V. 58. P. 102.
<https://doi.org/10.1134/S0020441215010017>
36. *Забродский В.В., Белик В.П., Аруев П.Н., Бер Б.Я.,
Бобашев С.В., Петренко М.В., Суханов В.Л.* // Письма ЖТФ. 2012. Т. 38. С. 69.
37. *Tokarev V.A., Gusev V.K., Khromov N.A., Patrov M.I.,
Petrov Yu.V., Varfolomeev V.I.* // J. Phys.: Conf. Ser.
2018. V. 1094. 012003.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1094/1/012003>
38. *Воронин А.В., Горяинов В.Ю., Капралов А.А., Тока-
рев В.А., Сотникова Г.Ю.* // ЖТФ. 2023. Т. 93.
С. 622.
<https://doi.org/10.21883/JTF.2023.05.55456.262-22>
39. *Хромов Н.А., Векишина Е.О., Гусев В.К., Литуновс-
кий Н.В., Патров М.И., Петров Ю.В., Сахаров Н.В.* // ЖТФ. 2021. Т. 91. С. 421.
<https://doi.org/10.21883/JTF.2021.03.50518.227-20>
40. *Воронин А.В., Горяинов В.Ю., Забродский В.В., Шерст-
нев Е.В., Корнев В.А., Аруев П.Н., Курскиев Г.С.,
Жубр Н.А., Тукачинский А.С.* // ЖТФ. 2021. Т. 91.
С. 1922.
<https://doi.org/10.21883/JTF.2021.12.51758.188-21>
41. *Ткаченко Е.Е., Курскиев Г.С., Жильцов Н.С., Воро-
нин А.В., Горяинов В.Ю., Мухин Е.Е., Толстяков С.Ю.,
Варфоломеев В.И., Гусев В.К., Минаев В.Б., Ново-
хацкий А.Н., Патров М.И., Петров Ю.В., Саха-
ров Н.В., Киселёв Е.О., Щеголев П.Б.* // ВАНТ. Сер.
Термоядерный синтез. 2021. Т. 44. С. 52.
<https://doi.org/10.21517/0202-3822-2021-44-3-52-62>
42. *Bulanin V.V., Kurskiev G.S., Solokha V.V., Yashin A.Yu.,
Zhiltsov N.S.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2021.
V. 63. P. 12.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/ac36a4>

УДК 533.9.07

ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ В ДИВЕРТОРНОЙ ОБЛАСТИ ТОКАМАКА ГЛОБУС-М2 МЕТОДОМ ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ

© 2023 г. Н. В. Ермаков^{а,*}, Н. С. Жильцов^а, Г. С. Курские^а, Е. Е. Мухин^а, С. Ю. Толстяков^а, Е. Е. Ткаченко^а, В. А. Соловей^а, И. В. Бочаров^а, К. В. Долгова^б, А. А. Кавин^с, А. Н. Коваль^а, К. О. Николаенко^а, А. Н. Новохацкий^а, Ю. В. Петров^а, В. А. Рожанский^б, Н. В. Сахаров^а, И. Ю. Сениченков^б

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

^бСанкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

^сНаучно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова (НИИЭФА), Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: ermafin@gmail.com

Поступила в редакцию 25.07.2023 г.

После доработки 05.10.2023 г.

Принята к публикации 25.10.2023 г.

Представлены первые измерения параметров плазмы с помощью диагностики томсоновского рассеяния (ТР), работающей в области нижнего дивертора токамака Глобус-М2. Диагностика ТР предназначена для локальных измерений электронной температуры $T_e(z, t)$ плазмы в диапазоне 1–100 эВ и ее плотности $n_e(z, t)$ в диапазоне от $\sim 10^{17}$ – 10^{20} м⁻³. Источником зондирующего излучения является лазер Nd:YAG 1064 нм/2 Дж/100 Гц/3 нс. Вертикальная $R = 24$ см хорда зондирования располагается в области внутренней диверторной ноги. Рассеянное излучение собирается из 9 пространственных точек, вдоль хорды длиной 110 мм. Спектрально-аналитический комплекс собран на базе фильтровых полихроматоров.

Ключевые слова: токамак, дивертор, плазма, томсоновское рассеяние, электронная температура

DOI: 10.31857/S036729212360098X, **EDN:** CFQPRJ

1. ВВЕДЕНИЕ

Области выхода сепаратрисы на диверторные пластины (strike points) являются наиболее термически нагруженным элементом первой стенки токамаков. Для токамаков-реакторов, которые будут работать в квазистационарном режиме, выделяющаяся в этих областях плотность мощности может превосходить допустимую для известных материалов. Плотность мощности плазменного потока, падающего на диверторные пластины параллельно силовым линиям магнитного поля, в основной компоненте плазмы можно представить в виде [1, 2]

$$\mathbf{q} = n_i \mathbf{v}_{\text{sound}} (\epsilon + \gamma T_e), \quad (1)$$

где n_i — концентрация ионов, $\mathbf{v}_{\text{sound}}$ — ионно-звуковая скорость, ϵ — потенциальная энергия, переносимая одним ионом на диверторную пластину и оцениваемая как 16 эВ, при учете вклада потенциала ионизации атома водорода (13.6 эВ) и половины энергии связи молекулы водорода (2.2 эВ), γ — свободный параметр, определяемый кинети-

ческой энергией, передаваемой диверторной пластине каждой электрон-ионной парой.

Ослабление нагрузки на диверторные пластины может достигаться при поддержании повышенного давления нейтрального компонента в диверторной области камеры, например, путем подачи в диверторную плазму примесных газов (неон, азот или аргон). В этом случае мощность потока, приходящего в дивертор из центральной плазмы, достигает поверхности диверторных пластин преимущественно в форме излучения и энергии нейтральных частиц. При нейтрализации плазмы из правой части уравнения (1) уходит вклад потенциала ионизации атома водорода. Нейтральные частицы не удерживаются магнитным полем и поэтому связанный с ними поток энергии распределяется по поверхности первой стенки более равномерно. Подобный режим “отрыва” плазмы от диверторных пластин необходимо оптимизировать таким образом, чтобы скорость и место напуска излучающей примеси приводило к переизлучению большей части мощности вне зоны удержания.

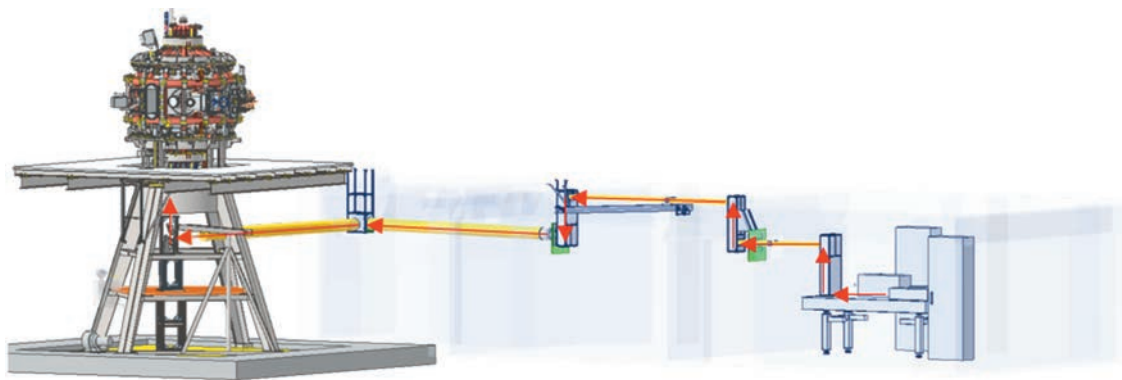


Рис. 1. Схема проведения зондирующего излучения до входа в токамак.

На сегодняшний день теоретические модели пристеночной и диверторной плазмы, а также режима “отрыва” плазмы от диверторных пластин, окончательно не разработаны. Исследования плазмы в области дивертора активно ведутся на всех ведущих токамаках. Наиболее интересные результаты получены диагностиками томсоновского рассеяния (ТР) дивертора на токамаках AS-DEX-U [3], DIII-D [4] и MAST-U [5]. Эти данные требуются как для подтверждения моделей и расчетов численными кодами, так и для определения преимущественных физических процессов в пристеночной плазме. Ожидается, что при поддержке существующего диагностического комплекса диагностика ТР-плазмы дивертора в токамаке Глобус-М2 позволит [6].

- оценить предел увеличения плотности (уменьшения температуры) плазмы в диверторе без существенной деградации профиля электронной температуры в основном плазменном шнуре;
- провести сравнение эффективности различных излучающих примесей и режимов напуска, оценить их влияние на изменение нагрузки на диверторные пластины и возможное формирование “отрыва” плазмы от них, а также исследовать возможность существования режимов с холодной и сильно излучающей плазмой в X-точке в токамаке Глобус-М2;
- провести исследование алгоритмов управления разрядом с локализацией переизлученной мощности вне зоны магнитного удержания горячей плазмы.

2. ОПИСАНИЕ ДИАГНОСТИКИ

2.1. Система ввода лазерного излучения

Лазерная система располагается на значительном удалении (~20 м) под установкой, а лазерное излучение доставляется к токамаку с использованием 10 диэлектрических зеркал. Луч направляется в вакуумную камеру вертикально вверх через

установленное под углом Брюстера окно и патрубок длиной ~1500 мм с проходным диаметром 20 мм (см. рис. 1). Из вакуумной камеры излучение выводится через патрубок длиной ~600 мм с проходным диаметром 20 мм и направляется в ловушку, расположенную в 100 мм от просветлённого выходного лазерного окна.

Для зондирования плазмы используется лазер, разработанный в рамках макетирования аппаратуры диверторной диагностики токамака ИТЭР [7]: Nd:YAG 1064 нм/2 Дж/100 Гц/3 нс. На расстоянии 500 мм перед зеркалом, направляющим лазерное излучение в плазму, располагается просветленная линза-мениск с фокусным расстоянием 2 м, которая формирует в области наблюдения перетяжку диаметром менее 3 мм. Потери лазерной энергии на пути до входа в токамак, вызванные расходимостью лазерного пучка, не превышают 30% от энергии на выходе лазера. Последнее зеркало и линза расположены на немагнитном основании, закрепленном непосредственно на фундаменте установки под вакуумной камерой.

Для контроля пространственного распределения энергии по сечению лазерного пучка вдоль всего оптического пути вблизи лазера на оптическом столе организована макетирующая оптическая трасса длиной равной расстоянию до ловушки на выходе из токамака. Данная трасса используется также для совмещения невидимого излучения зондирующего лазера ($\lambda \sim 1064$ нм) с пучком юстировочного лазера ($\lambda \sim 650$ нм).

2.2. Система сбора рассеянного излучения

Собирающая система состоит из вакуумной и вневакуумной частей (см. рис. 2). Вакуумная часть включает в себя подвижный перископ, шиббер и систему линейного перемещения перископа. Оптическая система предполагает проведение измерений со стороны сильного магнитного поля, в областях внутренней ноги дивертора и “pri-

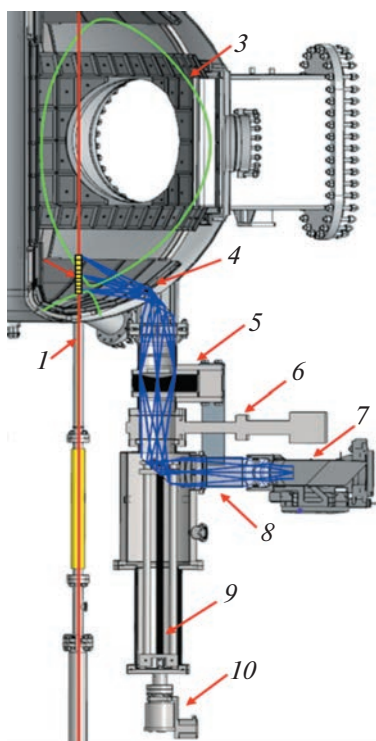


Рис. 2. Схема диагностики томсоновского рассеяния дивертора Глобус-М2. 1 – зондирующий луч, 2 – область наблюдения ТР, 3 – сепаратриса, 4 – вакуумная часть оптической схемы, 5 – сифон, 6 – шибер, 7 – вневакуумный объектив, 8 – оптическое окно вакуум – атмосфера, 9 – механизм подъема/спуска собирающей оптики, 10 – шаговый двигатель.

vate flux region”, а также в области удержания. Благодаря управлению положением плазменного шнура, существует возможность измерения в различных пространственных областях плазмы в окрестности Х-точки.

Вакуумная камера системы сбора рассеянного излучения закреплена на опоре токамака. Механическая развязка от вакуумной камеры токамака через пластинчатый сифон позволяет избежать ударных нагрузок при вибрациях во время разряда. Нижняя часть вакуумного модуля закреплена на опоре токамака с помощью механической треноги. Это позволило исключить возможное застревание выдвижной перископической конструкции в узком пространстве каплевидного патрубка из-за перекосов. Конструкцией предусмотрена возможность перемещения выдвижной части объектива в нижнее положение и закрытие шиберов на время обслуживания камеры, включая чистку тлеющим разрядом. Линза, обращенная к плазме, защищена кварцевым стеклом (см. рис. 3), которое может заменяться при загрязнении или распылении без демонтажа всей конструкции и разгерметизации токамака через боковое окно вакуумной камеры системы сбора.

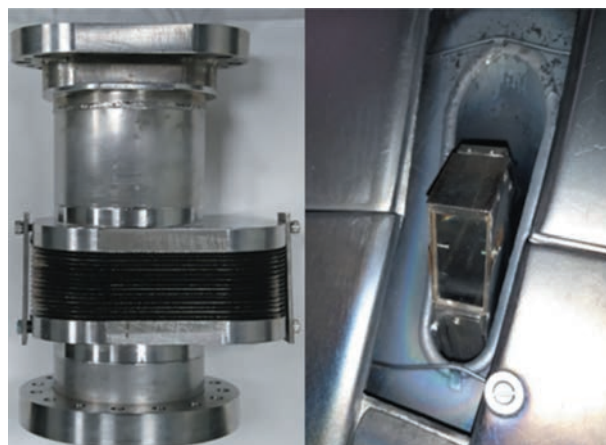


Рис. 3. Сифон (слева), обеспечивающий развязку вакуумного модуля с камерой, и окно объектива в каплевидном патрубке камеры (справа).

Вневакуумная часть объектива системы сбора рассеянного лазерного излучения располагается напротив оптического окна вакуумного модуля и оснащена моторизированными подвижками, обеспечивающими два линейных и одно угловое перемещения (см. рис. 4). Совмещение волоконных жгутов с изображением лазерного пучка проводится по максимизации сигнала рамановского рассеяния в рабочих пространственных каналах или по выравниванию сигналов в смежных вспомогательных жгутах оптических волокон, расположенных на краях единого волоконного жгута (см. комментарии к рис. 7).

На рис. 5 представлена оптическая схема системы сбора. Для передачи протяженного изображения хорды зондирования через длинный узкий патрубок использована схема с формированием промежуточного изображения. Линейный угол сбора рассеянного излучения составляет около 10° в плоскости рисунка и около 5° в перпендикулярном направлении (что соответствует F-number F/6 и F/12 соответственно, где F – фокусное расстояние системы). Входная часть собирающего объектива включает две сферические (Л1, Л2) и две цилиндрические линзы (Л3, Л4). Первое зеркало (М1) располагается сразу после фронтальной собирающей линзы (Л1) (расстояние 185.4 мм от середины хорды зондирования), положение которой совпадает с положением апертурной диафрагмы, и направляет собранное излучение вниз через вертикально расположенный каплевидный патрубок (рис. 3). Пара цилиндрических линз формирует цилиндрический телескоп, который позволяет из асимметричного телесного угла сбора рассеянного излучения сформировать симметричный телесный угол на входе в волокно. Это приводит к отличающимся в ~2 раза линейным коэффициентам уменьшения

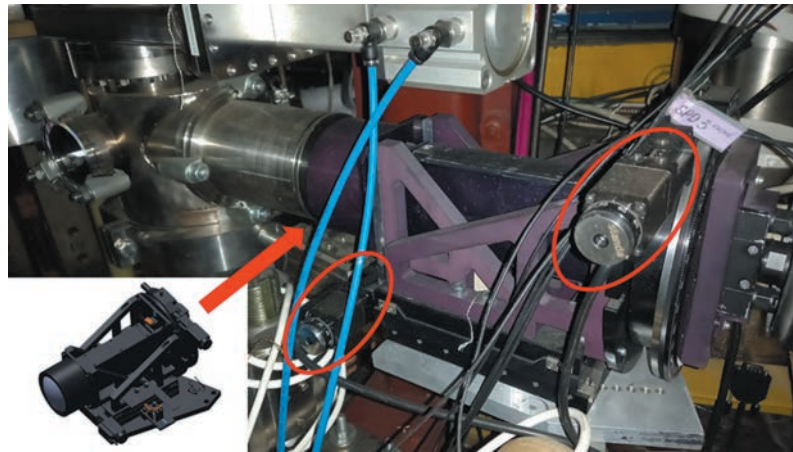


Рис. 4. Часть собирающей системы вне вакуума, установленная у токамака, и ее 3D-модель (слева внизу). Красным выделены оптические подвижки.

изображения и фактическому поджатию собранных лучей в направлении, перпендикулярном к плоскости рисунка и направлению лазерного луча.

Вблизи плоскости промежуточного изображения хорды зондирования расположена полевая линза (Л5), предназначенная для передачи изображения входной апертурной диафрагмы на выходной объектив, формирующий изображения хорды зондирования на торцах сборки волоконных жгутов. Полевая линза служит также для устранения виньетирования на краях патрубка и минимизации размеров оптических элементов расположенных за ней по ходу световых лучей, а также исправляет кривизну поля изображения и

дисторсию выходного изображения. После полевой линзы по ходу световых лучей внизу на выходе патрубка располагается второе зеркало (М2), поворачивающее лучи системы сбора в горизонтальном направлении. Сразу после нижнего поворотного зеркала располагается пара линз, являющаяся вакуумной частью выходного объектива. Выходной объектив, одна часть которого (вневакуумная) неподвижна относительно волоконного жгута, а другая (вакуумная) неподвижна относительно системы сбора рассеянного излучения, позволяет уменьшить влияние возможного смещения корпуса токамака в процессе работы. Благодаря квазипараллельному ходу оптических пуч-

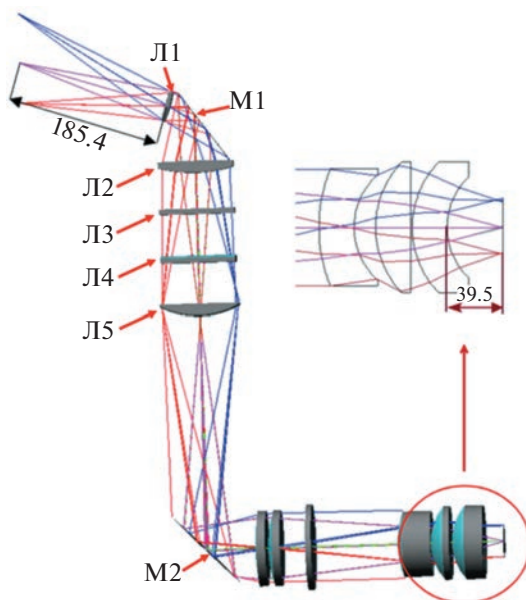


Рис. 5. Оптическая схема собирающей оптики.

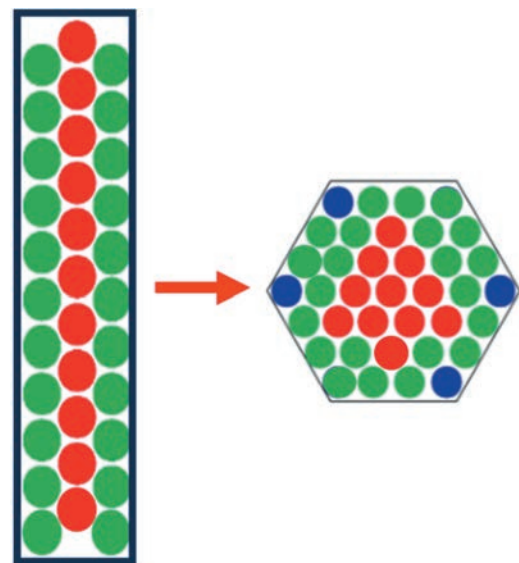


Рис. 6. Схема сборки ОВЖ. Слева изображена упаковка со стороны токамака, справа — со стороны полихроматоров.

ков между внутри- и вневакуумной частями объектива параллельное смещение одной части объектива относительно другой приводит лишь к незначительному наклону лучей на входе волоконных жгутов, но не к смещению изображения в фокальной плоскости. Фокальная поверхность, в центральной части которой располагаются торцы оптоволоконных жгутов, отстоит на расстоянии 39.5 мм от последней линзы.

Система сбора работает с уменьшением изображения хорды зондирования 1 к 3 вдоль и 1 к 6 поперек хорды зондирования. Трассировка лучей в обратном ходе от оптоволоконного жгута в плазму показала, что ширина оптоволоконного жгута около 1.1 мм соответствует ширине хорды зондирования ~8 мм, что значительно шире перетяжки диаметром менее 3 мм. Измерение размеров изображения торца оптоволоконного жгута в области зондирования показало соответствие оптическому расчету.

Входной торец оптоволоконной сборки состоит из 9 оптоволоконных жгутов (ОВЖ) по числу пространственных точек. Каждый жгут состоит из 33 кварцевых оптических волокон с наружным диаметром 0.424 мм (0.4 мм световой диаметр) и паспортизируемой числовой апертурой $NA = 0.22$. Излучение из плазмы фокусируется на волокне в угле $1/2$, что соответствует $NA = 0.25$. На входе жгута волокна уложены гексагонально: 3 слоя поперёк и 11 вдоль хорды зондирования (см. рис. 6), а на выходе — уложены в виде шестигранника вписанного в круг диаметром ~3 мм. Длина жгута составляет 12 м. Область рассеяния фокусируется преимущественно в центральной части канала, выделенной на рисунке красным цветом. Периферийные ряды волокон (зеленые на схеме) начинают работать при возможной дефокусировке или смещении изображения (см. рис. 6). Синим цветом показаны технологические волокна не участвующие в передаче света.

Для юстировки предусмотрены расположенные на краях сборки две пары вспомогательных жгутов. Эти жгуты могут использоваться для компенсации поперечных сдвигов.

На рис. 7а представлена схема датчика с линейными волоконными апертурами A1...A4, трансформируемыми в выходные апертуры, согласованные с фотоприемниками ФД1...ФД4. Парное вычитание сигналов фотоприемников обеспечивает функцию дифференциального датчика положения изображения, дискриминационная характеристика которого представлена на графике рис. 7а. На рис. 7б представлена фотография торца оптоволоконного жгута, подсвеченного с выхода.

Оптические характеристики системы сбора для разных точек наблюдения представлены в табл. 1.

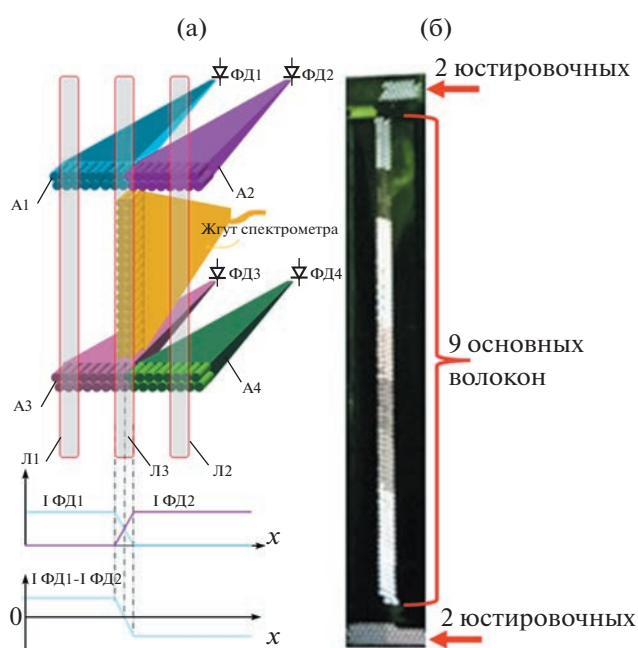


Рис. 7. Структура оптоволоконной сборки. а — принцип работы схемы определения положения изображения лазерного луча; б — фотография торца ОВЖ.

2.3. Регистрирующая аппаратура

Для измерения спектра рассеянного сигнала используются полихроматоры на основе интерференционных светофильтров и лавинных фотодиодов [8]. Для измерения низких температур электронов T_e (~1 эВ) предложено использовать спектральный канал шириной <1 нм, расположенный в ~2 нм от лазерной длины волны 1064.4 нм в коротковолновой части спектра ТР (рис. 8в). На рис. 8а, б представлены модельные [9] распределения T_e вдоль хорды зондирования для

Таблица 1. Оптические характеристики системы сбора рассеянного излучения для 9 пространственных точек

	Длина рассеяния, мм	Угол рассеяния, град	Телесный угол, ср
Волокно 1	13	122	0.018
Волокно 2	15	118	0.02
Волокно 3	15	114	0.021
Волокно 4	11	111	0.023
Волокно 5	12	107	0.024
Волокно 6	10	104	0.025
Волокно 7	11	101	0.025
Волокно 8	13	97	0.025
Волокно 9	11	93	0.026

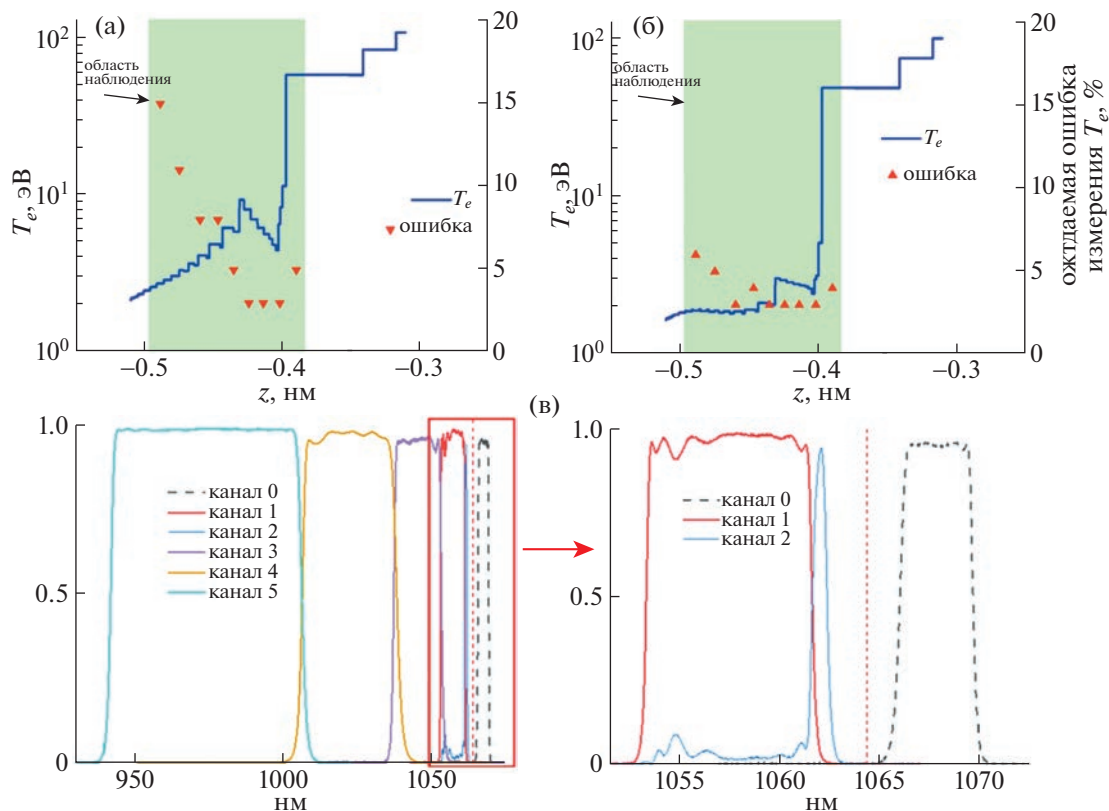


Рис. 8. Ожидаемые распределения электронной температуры вдоль хорды зондирования для режимов без газонапуска (а) и с напуском азота в диверторе (б). Точками показаны ожидаемые ошибки измерения, расчет которых был проведен для набора интерференционных фильтров (в).

режимов без газонапуска (рис. 8а) и с напуском (рис. 8б) азота в диверторе. Точками показаны ожидаемые погрешности измерения T_e , расчет

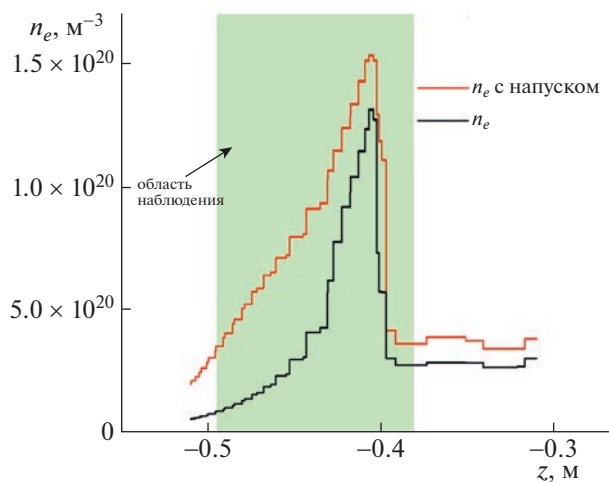


Рис. 9. Профиль электронной концентрации вдоль хорды зондирования для режимов без газонапуска (черная кривая) и с напуском азота (красная кривая).

которых был проведен для набора интерференционных фильтров с характеристиками, показанными на рис. 8в. Распределение концентрации электронов n_e вдоль хорды зондирования также взято на основании результатов моделирования. Последовательная установка двух фильтров, имеющих незначительно отличающиеся спектральные характеристики, позволила сформировать сверхузкий спектральный канал шириной менее 1 нм. Спектральная характеристика сверхузкого спектрального канала, показанная на рис. 8в синим цветом, позволит надежно измерять единицы эВ.

Бóльшие погрешности измерения T_e на рис. 8а по сравнению с рис. 8б объясняются тем, что в режимах с газонапуском n_e в области дивертора увеличивается, что ведет к увеличению полезного сигнала рис. 9.

3. КАЛИБРОВКА СИСТЕМЫ

Для корректного измерения T_e проводилась относительная (спектральная) калибровка чувствительности спектральных каналов, а для измерения n_e — калибровка их абсолютной чувстви-

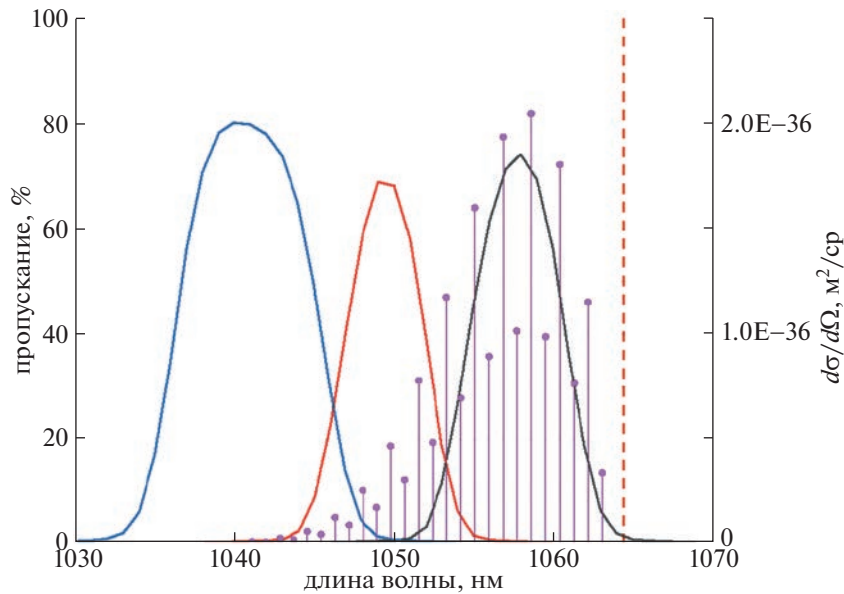


Рис. 10. Сечение рамановского рассеяния для азота на длине волны 1064.4 нм, наложенное на спектральную характеристику прибора, использованного для калибровки.

тельности. Характерные времена изменения интенсивности фонового излучения плазмы, определяемые плазменными колебаниями, значительно медленнее длительности лазерного импульса (3 нс), и могут вычитаться при низкочастотной фильтрации. Однако такое вычитание квазипостоянной составляющей не удаляет дробовой шум, который вносит существенный вклад в определяемую точность измерений температуры T_e и плотности плазмы n_e . Для оценки точности проводимых измерений в предусилителях полихроматоров помимо высокочастотных выходов (полоса пропускания ~ 200 кГц – 200 МГц) предусмотрены и низкочастотные (полоса пропускания ~ 0 –500 кГц), которые позволяют корректно оценить точность проводимых измерений.

Относительная чувствительность спектральных каналов определялась путем освещения входа полихроматора источником света калиброванного спектра [10] и последующего измерения амплитуды сигналов на низкочастотных выходах предусилителей. При калибровке узких спектральных каналов, которая проводилась при спектральном разрешении монохроматора менее 1 нм (рис. 8(в)), интенсивности лампы накаливания оказалось недостаточно, и калибровка проводилась с применением широкополосного импульсного лазера Leukos SM-250-VIS-IR (< 1 нс) [11], совмещенного с монохроматором МДР-204, при спектральном разрешении ~ 0.3 нм. Монохроматическое излучение из выходной щели МДР-204 отражалось от одной поверхности плоскопараллельной пластинки и направлялось на оптоволоконный жгут. Излучение, прошедшее

сквозь пластинку, фиксировалось фотодиодом диаметром 3 мм. Из-за нестабильности интенсивности лазерного излучения измерения проводились в результате усреднения по 1000 импульсам лазера.

Короткая длительность импульса калибровочного лазера и его высокая интенсивность излучения позволили провести калибровку чувствительности спектральных приборов по высокочастотному каналу.

Процедуру калибровки абсолютной чувствительности предполагается проводить с помощью регистрации сигналов рамановского рассеяния лазера в камере токамака, заполненной азотом при давлении газа 40, 80 и менее 10^{-3} Торр. Сечение рамановского рассеяния для вращательных переходов $J \rightarrow J'$ молекулярных двухатомных газов имеет вид [12]:

$$(\sigma_{RmJ}/d\Omega)_{J \rightarrow J'} = \frac{64\pi^4}{45} b_{J \rightarrow J'} \frac{1}{\lambda_{RmJ}^4} \gamma^2 F_J,$$

где для $J \rightarrow J + 2$,

$$\lambda_{RmJ} = \frac{1}{\frac{1}{\lambda_0} + B_0(4J - 2)} -$$

сдвинутая длина волны рассеяния,

F_J -заселенность J -го уровня, $F_J = Q^{-1} g_J (2J + 1) \exp\left(\frac{J(J+1)hcB_0}{kT}\right)$, Q – нормировочный коэффициент определяемый из условия

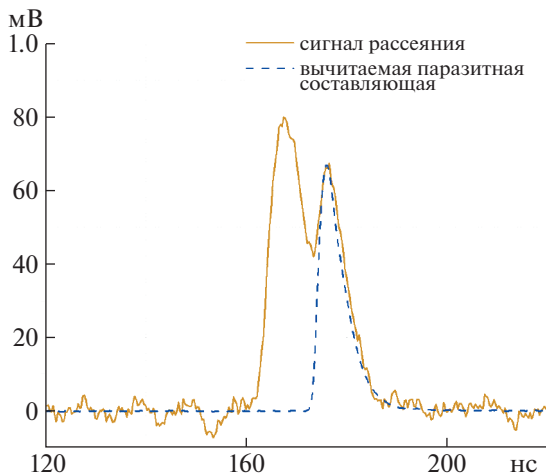


Рис. 11. Осциллограмма зарегистрированного сигнала рамановского рассеяния с паразитной составляющей.

$\sum_{j=0}^{\infty} F_j = 1$, g_J — статистический вес состояния J , для азота $g_J = 6$ для нечетных J и $g_J = 3$ для четных значений J , h — постоянная Планка, c — скорость света, k — постоянная Больцмана, T — температура газа, $B_0 = 1.99 \times 10^2 \text{ м}^{-1}$ — вращательная постоянная, отвечающая низшему уровню энергии, γ — анизотропия тензора поляризуемости молекулы $\gamma_{1064}^2 = (0.51 \pm 0.025) \times 10^{-60} \text{ м}^6$.

$b_{J \rightarrow J'}$ — коэффициент Плачека—Теллера:

$$b_{J \rightarrow J+2} = \frac{3J(J-1)}{2(2J+1)(2J-1)}$$

На рис. 10 представлено сечение рамановского рассеяния N_2 для длины волны зондирования 1064.4 нм при температуре газа $T = 294 \text{ К}$, наложенное на спектральную характеристику полихроматора.

В тестовом эксперименте было обнаружено, что в одной из пространственных точек сигнал рассеяния содержал заметную долю паразитного излучения (рис. 11). Малая длительность лазерного импульса (3 нс) и высокая частота оцифровки сигнала позволяют выделять во времени и вычитать паразитную составляющую сигнала [13]. На рис. 11 представлен пример осциллограммы сигнала рамановского рассеяния. Желтым показан зарегистрированный сигнал рассеяния, синим пунктиром — его паразитная составляющая. Задержка по времени между пиками сигнала составляет порядка 9 нс, что соответствует ~3 метрам разницы пути между источниками полезной и паразитной составляющими сигнала. На рис. 12 приведена зависимость количества фотоэлектронов сигнала рассеяния в пространственной точке

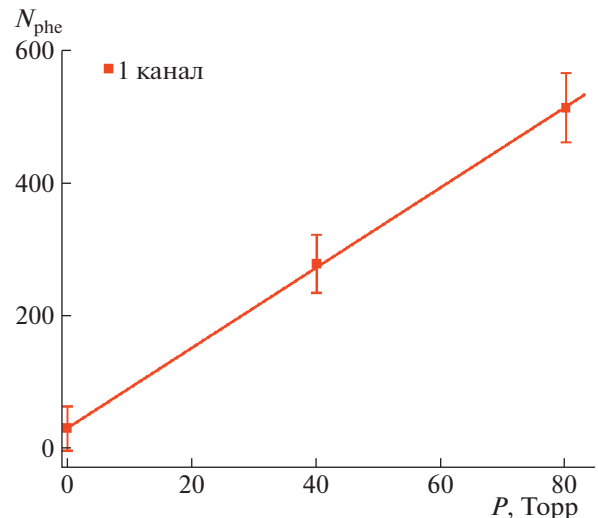


Рис. 12. Зависимость количества фотоэлектронов в пространственной точке № 1 при различном давлении азота в камере после вычитания паразитной составляющей.

№ 1 (см. Таблица 1) при различном давлении азота в камере после вычитания паразитной составляющей. Ошибка измерения сигнала при полностью откаченной камере определяется шумовыми составляющими усилителя и вычитаемого паразитно-рассеянного сигнала.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Первые эксперименты были проведены в летнюю кампанию 2022 года. Излучение регистрировалось в одной пространственной точке с координатами $R = 24 \text{ см}$, $z = -41 \text{ см}$. На рис. 13 показаны параметры разряда #41992, а также расположение точки измерения относительно положения сепаратрисы, полученного методом токовых колец [14]. Тороидальное магнитное поле в разряде составляло $B_T = 0.7 \text{ Т}$, среднехордовая плотность $n \approx 3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, дополнительный нагрев обеспечивался пучком нейтральных частиц, его мощность составляла порядка 700 кВт ($U = 27 \text{ кВ}$, $I = 25.5 \text{ А}$).

Для измерений был использован прибор со спектральной характеристикой, приведенной на рис. 14. На момент проведения пилотных измерений абсолютной калибровки системы проведено не было, что не позволило получить данные по электронной плотности. Пример зарегистрированных сигналов представлен на рис. 15.

Смещение магнитной конфигурации в ходе разряда относительно точки измерения позволило получить распределение температуры в районе X-точки над внутренней ногой дивертора (рис. 16). Видно, что в интервале времени с 166 до

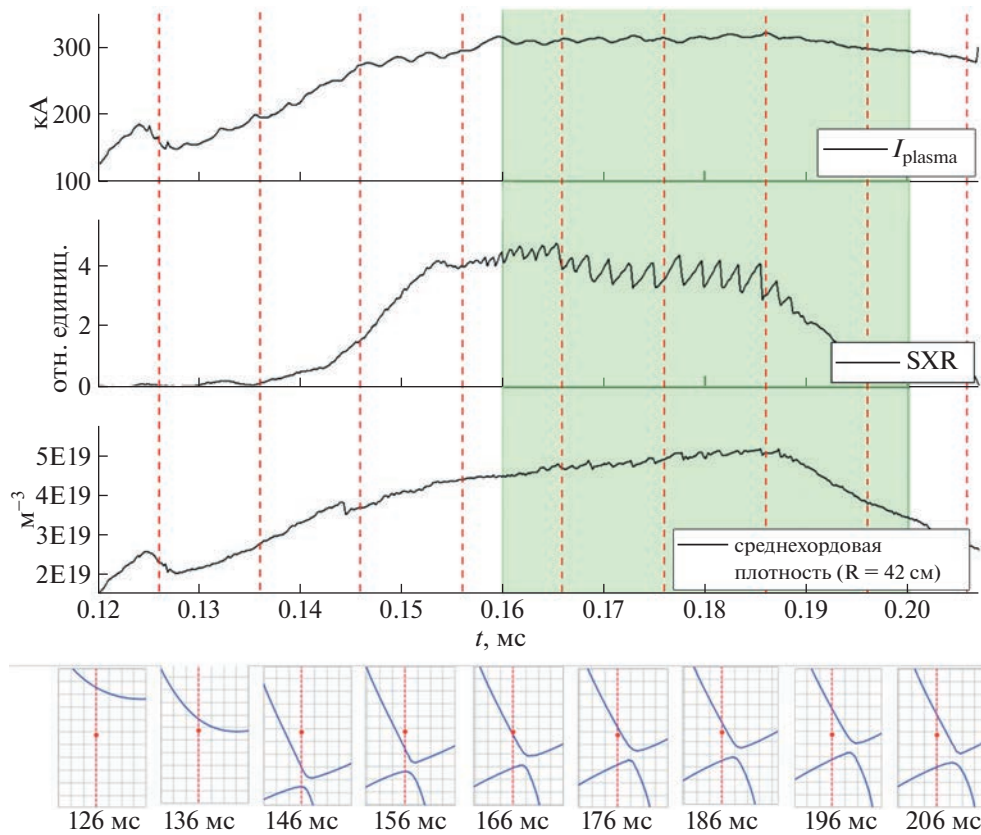


Рис. 13. Ток плазмы I_p , интенсивность мягкого рентгеновского излучения SXR, среднечордовая плотность и расположение сепаратрисы относительно точки наблюдения в моменты времени показанные красными пунктирными линиями. Зеленым отмечено время работы инжектора нейтральных частиц.

196 мс, плазменный шнур смещался по “диагонали вверх” относительно точки измерения. Рисунок 17 построен в предположении, что параметры плазмы на стационарной фазе в области X-точки оставались неизменными. Магнитные конфигу-

рации были совмещены по положению X-точки на 166 мс. Как следует из рис. 17, чем сильнее была удалена сепаратриса от точки измерений, тем

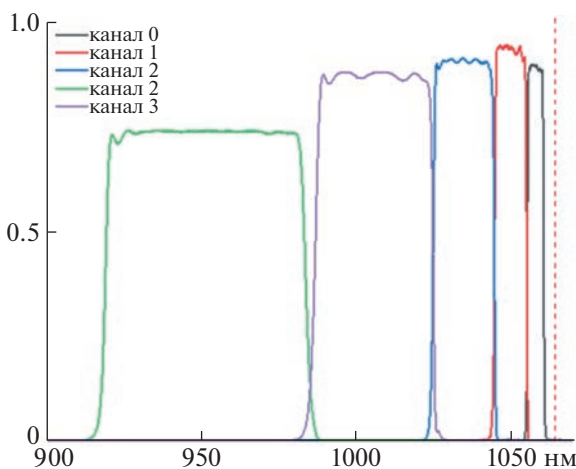


Рис. 14. Спектральная характеристика полихроматора.

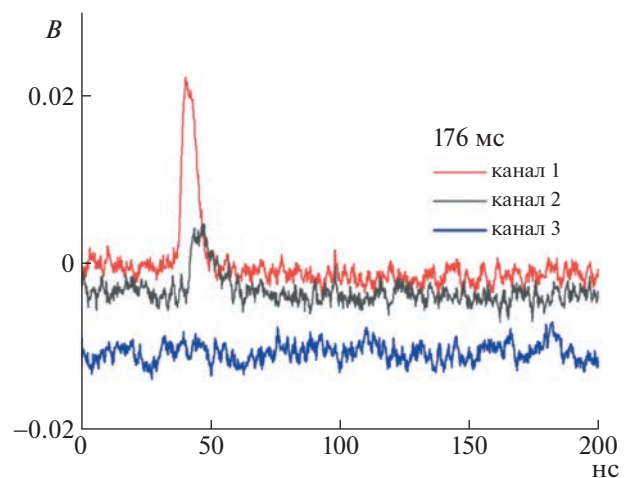


Рис. 15. Пример зарегистрированных сигналов на 176-й мс разряда.

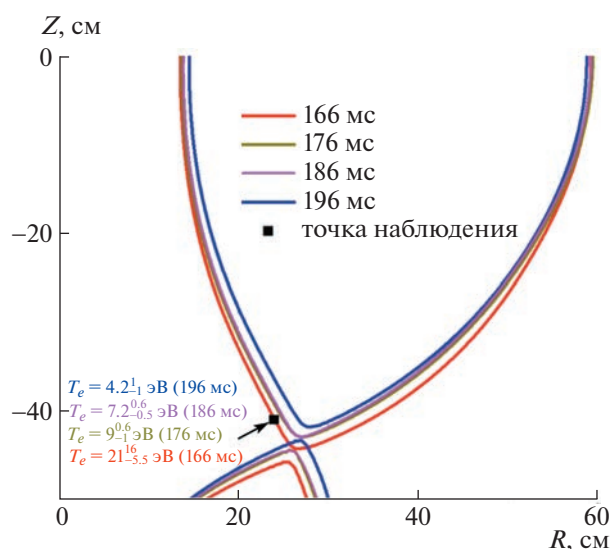


Рис. 16. Положение сепаратрисы в различные моменты времени.

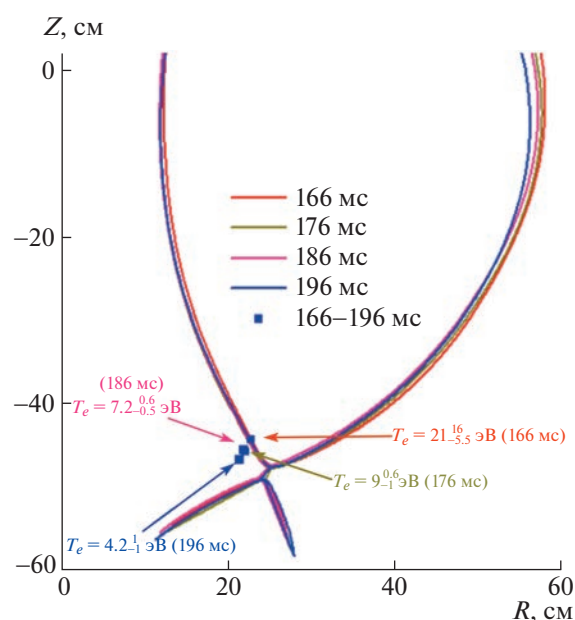


Рис. 17. Совмещенные магнитные поверхности.

более низкие значения температуры были измерены.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для исследования плазмы в диверторе токамака Глобус-М2 был разработан диагностический комплекс томсоновского рассеяния в составе Nd:YAG лазера, тестовой версии светосильного полихроматора, систем проведения лазерного

пучка, сбора рассеянного излучения с учетом крайне сложного оптического доступа к исследуемым областям плазмы. Лазер и полихроматоры созданы в рамках макетирования компонент диагностики томсоновского рассеяния дивертора ИТЭР.

Диагностическая система по своим показателям соответствует целям и задачам программы научных исследований плазмы на токамаке Глобус-М2 проводимых в рамках проекта РНФ № 23-79-00033, позволяя проводить анализ различных плазменных конфигураций в режимах работы с “отрывом” плазмы от диверторных пластин. В термоядерных установках режим с “отрывом” плазмы в диверторе является основным решением, позволяющим снизить нагрузку на диверторные пластины. Несмотря на то, что из-за короткого импульса в токамаке Глобус-М2 данная проблема не существенна, здесь могут быть решены многие вопросы по отработке технологии снижения тепловой нагрузки на диверторные пластины токамака-реактора.

Первые измерения электронной температуры диверторной плазмы в одной пространственной точке, проведенные в экспериментальной кампании 2022 г., составили в ряде режимов несколько эВ, что сравнимо с электронной температурой диверторной плазмы крупных токамаков. Эволюция конфигурации плазменного шнура во времени позволила говорить об измерении градиента электронной температуры снаружи от сепаратрисы на внутреннем обходе вблизи X-точки. Экспериментальные данные находятся в качественном согласии с результатами расчета [9] проведенного для похожего разряда. Проведенные измерения продемонстрировали возможности диагностической системы, соответствующие задачам исследования диверторной плазмы.

Разработка диагностики томсоновского рассеяния дивертора токамака Глобус-М2 и проведение пилотных измерений электронной температуры плазмы выполнены за счет гранта Российского научного фонда (проект № 23-79-00033), разделы 2, 3, 4, 5. Физическое обоснование диагностического комплекса выполнено при поддержке госзадания РАН РФ 0034-2019-0001, раздел 1.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bakharev N.N., Balachenkov I.M., Chernyshev F.V. // Plasma Phys. Reports. 2020. V. 46. P. 675–682. <https://doi.org/10.1134/S1063780X20070016>
2. Stangeby P.S. // Nucl. Fusion 1993. V 33. № 11. P. 1695. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/33/11/110>
3. Kurzan B. // JINST. 2021. V. 16. P. C09012 <https://doi.org/10.1088/1748-0221/16/09/C09012>

4. *Glass F., Carlstrom T.N. et al.* // *Rev Sci Instrum.* 2016. Nov. V. 87. № 11. P. 11E508.
<https://doi.org/10.1063/1.4955281>
5. *Hawke J.* // *JINST.* 2013. V. 8.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/8/11/C11010>
6. *Петров Ю.В., Багрянский П.А., Балаченков И.М., Бахарев Н.Н., Брунков П.Н., Варфоломеев В.И., Воронин А.В., Гусев В.К., Горяинов В.А., Дьяченко В.В., Ермаков Н.В., Жилин Е.Г., Жильцов Н.С., Иваненко С.В., Ильясова М.В., Кавин А.А., Киселев Е.О., Коновалов А.Н., Крикунов С.В., Курские Г.С. и др.* // *Физика плазмы.* 2023. Т. 49. № 12. С.
7. *Mukhin E.E.* // *JINST.* 2012. № 7. С. 02063.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/7/02/C02063>
8. *Kurskiev G., Chernakov A.P., Solovey V.A., Tolstyakov S.Yu., Mukhin E.E., Koval A.N., Bazhenov A.N., Aleksandrov S.E., Zhiltsov N.S., Senichenkov V.A., Lukyanova A.V., Chernakov P.V., Varfolomeev V.I., Gusev V.K., Kiselev E.O., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Minaev V.B., Novokhatsky A.N., Patrov Yu.V., Bel'bas I.S.* // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* 2020. V. 963. P. 163734.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.163734>
9. *Dolgova K., Vekshina E., Rozhansky V.* // *Plasma Phys. Control. Fusion.* 2023. to be published
10. *LabSphere Variable Modular HELIOS System.*
<https://www.labsphere.com/product/helios-plus-v-family/>
11. Официальный сайт производителя, URL
<https://www.leukos-laser.com/our-products/electrovisir/>
12. *Penney Carl M.,* // *J. Opt. Soc. Am.* 1969. 59. P. 34
13. *Solokha V.V., Kurskiev G.S., Mukhin E.E.* // *Phys. Atom. Nuclei.* 2018. V. 81. P. 1053.
<https://doi.org/10.1134/S1063778818070116>
14. *Vasiliev V.I., Kostsov Yu.A., Lobanov K.M., Makarova L.P., Mineev A.B., Gusev V.K., Levin R.G., Petrov Yu.V. and Sakharov N.V.* // *Nucl. Fusion.* 2006. V. 46. № 8. P. S625.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/46/8/S08>

УДК 533.9

СИНТЕТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА СПЕКТРОВ АТОМОВ ПЕРЕЗАРЯДКИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ МГД-НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ НА УДЕРЖАНИЕ БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ В СФЕРИЧЕСКИХ ТОКАМАКАХ ГЛОБУС-М/М2

© 2023 г. Е. О. Киселев^{a,b,*}, И. М. Балаченков^a, Н. Н. Бахарев^a, В. И. Варфоломеев^a,
А. В. Воронин^a, В. Ю. Горяинов^a, В. К. Гусев^a, Н. С. Жильцов^a, О. А. Зенкова^{a,b}, Г. С. Курскиеv^a,
А. Д. Мельник^a, В. Б. Минаев^a, И. В. Мирошников^a, М. И. Патров^a, Ю. В. Петров^a,
Н. В. Сахаров^a, О. М. Скрекель^a, А. Ю. Тельнова^a, Е. Е. Ткаченко^a, В. А. Токарев^a,
Е. А. Тюхменева^a, Н. А. Хромов^a, Ф. В. Чернышев^a, П. Б. Щеголев^a

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

^bПолитехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: nightkeo@gmail.com

Поступила в редакцию 22.06.2023 г.

После доработки 01.10.2023 г.

Принята к публикации 09.10.2023 г.

Приведены результаты численной оценки поглощенной мощности пучка нейтральной инжекции в сферических токамаках Глобус-М/М2. Моделирование замедления быстрых частиц проведено с помощью NUBEAM. Кодом FIDASIM проведено моделирование сигнала анализатора атомов перезарядки с использованием функции распределения быстрых ионов, рассчитанной кодом NUBEAM. Сравнение рассчитанного сигнала с экспериментальным позволило определить степень влияния неустойчивостей на удержание быстрых частиц, а также на уровень поглощенной мощности пучка.

Ключевые слова: сферический токамак, высокотемпературная плазма, пучки нейтральных частиц, анализатор атомов перезарядки, FIDASIM, NUBEAM

DOI: 10.31857/S0367292123600802, **EDN:** CGSHYQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Результаты недавних экспериментов по нагреву плазмы на токамаке Глобус-М2 [1] показали, что достижение высоких значений температуры ионов плазмы возможно на компактной установке с малым радиусом примерно 24 см при тороидальном магнитном поле $B_T \leq 0.9$ Тл [2, 3]. На Глобус-М2 с помощью нейтральной инжекции был получен режим с горячими ионами, температура которых достигала около 5 кэВ при плотности плазмы $8 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Позднее режим с горячими ионами был продемонстрирован на более крупном токамаке ST40, где удалось достичь значения T_i до 9 кэВ благодаря более высокому значению тороидального магнитного поля [4].

Действительно, применение дополнительных методов нагрева, таких как инжекция нейтральных частиц высокой энергии, необходимо для будущего термоядерного реактора, так как эффективность нагрева пучками частиц не уменьшается с температурой как при омическом нагреве, что

позволяет нагреть плазму до высоких температур. Быстрые ионы, возникающие при дополнительном нагреве с помощью нейтральной инжекции (НИ), в процессе торможения передают энергию электронам и ионам плазмы до тех пор, пока не замедлятся до тепловых энергий. Моделирование поведения быстрых частиц позволяет рассчитать поглощенную плазмой мощность пучка, которая является важной характеристикой при анализе переноса тепла и частиц. Однако быстрые ионы могут теряться из плазмы, если после ионизации атомов пучка они попадают на неустойчивые орбиты (орбитальные потери). Дополнительными каналами потерь быстрых ионов плазмы являются реакции перезарядки и рекомбинации (потери на перезарядку), а также потери в результате воздействия неустойчивостей. Кроме того, инжектируемые атомы, имеющие достаточно высокую скорость, могут пролетать сквозь плазму, не ионизовавшись (потери на пролет). Потери быстрых частиц влияют на величину поглощенной мощности пучка. Классические механизмы по-

терь (орбитальные, на перезарядку и на пролет) обычно включены в компьютерные коды для моделирования НИ. В то же время существует еще один канал потерь быстрых ионов, связанный с наличием в плазме различного рода неустойчивостей. Влияние неустойчивостей, как правило, не учитывается при моделировании, из-за чего расчет замедления быстрых частиц с классическим удержанием при наличии неустойчивостей может дать завышенные значения поглощенной мощности.

Эксперименты на токамаках Глобус-М и -М2 показали, что Альфеновские моды [5–10] и пилообразные колебания [11] в значительной степени влияют на функцию распределения быстрых частиц. Для количественной оценки степени влияния неустойчивостей на удержание быстрых частиц и на значение поглощенной мощности в уравнение, описывающее замедление ионов, может быть введен дополнительный коэффициент аномальной диффузии быстрых ионов. Коэффициент аномальной диффузии имитирует воздействие неустойчивостей на быстрые ионы через дополнительное смещение вектора скорости и положения частицы. Оценка этого коэффициента в таком случае может быть осуществлена с помощью так называемой синтетической диагностики, заключающейся в сравнении синтетического (расчетного) и экспериментального сигнала, возникающего из-за быстрых частиц и получаемого с помощью какого-либо диагностического метода. Данная работа посвящена результатам применения в качестве такого метода корпускулярную диагностику, использующую анализатор атомов перезарядки (NPA) [12].

Основоположниками метода корпускулярной диагностики являются В.В. Афросимов и М.П. Петров. Данный метод, основанный на регистрации и анализе энергетических спектров потоков атомов, выходящих из плазмы, был предложен и разработан в ФТИ им. Иоффе в 1960 г. [13], а первые результаты по применению данного метода были получены на установке “Альфа” [14].

Синтетический сигнал диагностики рассчитывается с помощью связи кодов FIDASIM [15, 16] (первая реализация была написана Ядонг Луо и Биллом Хейдбринком на языке программирования IDL) и NUBEAM [17, 18] (первая версия была написана Р.Дж. Голдстоном).

Данная статья имеет следующую структуру: во втором разделе рассматриваются особенности экспериментальной установки — сферического токамака Глобус-М/М2, в третьем разделе описывается процесс моделирования замедления быстрых частиц и методика его валидации с помощью кода FIDASIM, а четвертый раздел посвящен практическому применению связи кодов NUBEAM и FIDASIM.

2. СХЕМА ВВОДА НАГРЕВНЫХ ПУЧКОВ И ДИАГНОСТИКИ ТОКАМАКА ГЛОБУС-М/М2

Расчеты функций распределения быстрых частиц проводились как для токамака Глобус-М [19], так и для Глобус-М2 [1, 20] — установки с модернизированной электромагнитной системой. После модернизации токамак сохранил вакуумную камеру и геометрические параметры плазменного шнура (большой радиус $R = 0.36$ м, малый радиус $a = 0.24$ м, аспектное отношение $R/a \sim 1.5$ и вытянутость $k \sim 1.8$ –2), тороидальное магнитное поле и ток плазмы были существенно увеличены.

Комплекс нейтральной инжекции включает в себя два инжектора атомов высокой энергии. Инжекция как первого (НИ-1), так и второго (НИ-2) пучка атомов высокой энергии осуществляется тангенциально в экваториальной плоскости с прицельным параметром 0.3 м по направлению тока плазмы. Схема ввода пучков в камеру токамака, а также размещение основных диагностик приведено на рис. 1.

Основные входные параметры для вычислений NUBEAM и FIDASIM задаются на основе



Рис. 1. Экваториальное сечение токамака Глобус-М2: 1 — линия инжекции НИ-1; 2 — линия инжекции НИ-2; 3 — зондирующий луч диагностики томсоновского рассеяния; 4 — хорды наблюдения диагностики томсоновского рассеяния; 5 — хорды наблюдения диагностики активной спектроскопии перезарядки CXRS; 6 — линия наблюдения анализатора атомов перезарядки АКОРД-24М. Синей штриховой линией обозначен прицельный радиус инжекторов, а фиолетовой штриховой линией — положение магнитной оси.

данных диагностического комплекса токамака Глобус-М/М2. К этим параметрам относятся профили электронной температуры и концентрации (измеренные с помощью диагностики томсоновского рассеяния [21, 22]), эффективный заряд (полученный на основе измерений мощности тормозного излучения [23]), магнитная конфигурация (определяется с помощью кода EFIT [24]), ионная температура (измеряется методом активной спектроскопии перезарядки — CXRS [25–27] и анализатором атомов перезарядки AKOPD-24M [28], также используемом для измерения энергетического распределения быстрых ионов [29]). Регистрация частиц анализатором атомов осуществляется из узкого конуса со средним прицельным радиусом ~ 30 см, направленным против тока, что позволяет регистрировать преимущественно частицы, летящие по току с питч углом примерно 45° . Диагностика позволяет измерять поток атомов как дейтерия, так и водорода. Максимальная энергия регистрируемых частиц ограничена уровнем ~ 33 кэВ, временное разрешение до 0.1 мс.

Для расчетов сигнала NPA были выбраны ряды с магнитной конфигурацией плазмы с нижней X-точкой, тороидальным магнитным полем B_T от 0.4 Тл до 0.8 Тл, током плазмы I_p от 0.2 до 0.4 МА, с инжекцией дейтериевого или водородного пучка атомов мощностью от 0.3 до 0.9 МВт с энергией частиц E_b от 20 до 45 кэВ.

3. РАСЧЕТ СИНТЕТИЧЕСКОГО СИГНАЛА АТОМОВ ПЕРЕЗАРЯДКИ СВЯЗКОЙ NUBEAM/FIDASIM

Моделирование функции распределения быстрых частиц производится с помощью кода NUBEAM, который на первом этапе осуществляет расчет перезарядки нейтральных атомов пучка на плазме методом Монте-Карло, вычисляя, таким образом, координаты рожденных быстрых частиц, а также плотность нейтральных атомов пучка и гало. На втором этапе код рассчитывает замедление быстрых частиц в приближении ведущих центров. Для сферических токамаков использовать такое приближение можно только с поправкой на конечность ларморовского радиуса с учетом разницы магнитного поля внутри орбиты быстрой частицы [17, 18]. Вычисления с данной поправкой требуют больших ресурсов, но более простое приближение для моделирования в сферических токамаках неприменимо из-за сильной вариации тороидального и полоидального магнитного поля. Входные данные для вычислительного кода NUBEAM, следующие: температура и концентрация электронов и ионов, плотность нейтральных частиц, рождающихся в результате газонапуска, геометрия плазмы и маг-

нитного поля, мощность, энергия и координаты пучка.

Сильное влияние на функцию распределения быстрых частиц в токамаке Глобус-М/М2 имеют потери надтепловых ионов, в частности, на первой орбите, которые происходят, когда ион попадает на неудерживаемую орбиту и сталкивается со стенкой [17, 18]. Большой вклад в потери также вносит реакция перезарядки быстрых частиц на атомах фоновой плазмы. Из-за близости плазмы к стенкам камеры (в Глобус-М2 зазор плазменстенка не превышает 5 см) нейтральные частицы могут глубоко проникать внутрь плазмы и оказывать сильное воздействие на удержание быстрых частиц. Распределение атомов в плазме рассчитывалось с помощью кода DOUBLE [30]. Абсолютное значение концентрации нейтралов было получено через сравнение расчетных и измеренных анализатором спектров в области низких энергий. Полученный профиль концентрации закладывался в расчет кодом NUBEAM.

Для получения синтетического сигнала анализатора атомов перезарядки используется код FIDASIM [15, 16], входные данные для которого берутся напрямую из NUBEAM — температура и концентрация электронов и ионов, плотность нейтральных частиц от газонапуска, геометрия плазмы и магнитного поля, мощность, энергия и координаты пучка, а также функция распределения быстрых частиц в виде $F(R, Z, E, p)$, где R, Z — пространственные цилиндрические координаты, E — энергия, p — косинус питч угла, представляющий собой отношение скорости вдоль магнитного поля к полной скорости.

Сигнал, регистрируемый анализатором атомов перезарядки, может иметь активную и пассивную составляющие [29]. Пассивный сигнал — это поток частиц, выходящих из плазмы за счет реакции перезарядки быстрых ионов на фоновых нейтральных атомах, проникающих в плазму в результате проникновения их из пристеночной области, а также в результате рекомбинации. Активный сигнал — поток частиц, возникающих из-за процесса перезарядки надтепловых ионов на атомах пучка и гало.

Процесс моделирования сигнала анализатора атомов перезарядки по заданной функции распределения быстрых частиц можно разделить на три последовательных этапа. Первый этап — расчет плотности нейтральных частиц, которые поступают от инжектора для каждого типа частиц с различными энергиями: полной энергией инжекции E_b , половинной $E_b/2$ и одной третьей $E_b/3$. На втором этапе с помощью излучательно-столкновительной модели происходит вычисление плотности гало-атомов, возникающих из-за взаимодействия тепловой плазмы с нейтральными частицами пучка. Третий этап — вычисление потока

атомов, падающего на анализатор атомов перезарядки. Вычисление потока сводится к расчету интеграла [13, 14]

$$\Phi(E_i) = \int F(R, Z, E, p) n_n(R, Z) \times \times \sigma_{cx}(E_{rel}^{i,n}) V_{rel}^{i,n} e^{-\lambda} \frac{\Omega S}{4\pi} dl, \quad (1)$$

где $F(R, Z, E, p)$ [$\text{м}^{-3} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{эВ}^{-1}$] — функция распределения быстрых частиц, n_n — концентрация нейтральных частиц, σ_{cx} — сечение реакции перезарядки, $V_{rel}^{i,n}$ — относительная скорость между нейтральной n и быстрой частицами i , а $E_{rel}^{i,n}$ — соответствующая относительная энергия, $e^{-\lambda}$ — коэффициент, отвечающий за ослабление потока нейтральных частиц, выходящих из плазмы ΩS — произведение телесного угла, определяемого апертурой анализатора и расстоянием до него, S — видимая анализатором площадь плазмы, dl — дифференциал расстояния вдоль линии наблюдения анализатора. Данный интеграл может быть рассчитан как аналитически, так и методом Монте-Карло. В данной работе применяется второй вариант.

4. ПРИМЕНЕНИЕ КОДОВ NUBEAM/FIDASIM В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА СФЕРИЧЕСКИХ ТОКАМАКАХ ГЛОБУС-М/М2

Функция распределения быстрых частиц была получена с помощью измерений NPA и вычислений синтетического сигнала кодом FIDASIM и кодом NUBEAM для двух групп экспериментов на сферическом токамаке Глобус-М/М2. Первая группа — при низкой МГД-активности и при низких потерях быстрых ионов, где не требуется ввод коэффициента аномальной диффузии и процесс замедления быстрых частиц описывается классическими механизмами, что подходит для простой первоначальной проверки связки кодов и используемых приближений. Во второй группе экспериментов проводится проверка применимости ввода коэффициента аномальной диффузии для описания экспериментов с высокой активностью МГД-неустойчивостей, приводящих к существенным потерям надтепловых ионов. Также, во второй группе экспериментов проводится вычисление влияния неустойчивостей на поглощенную плазмой мощность инжектируемого пучка высокоэнергетичных атомов.

4.1. Эксперименты без потерь быстрых частиц от МГД-неустойчивостей

Разряды #32994 и #33008 проведены на токамаке Глобус-М при тороидальном магнитном

поле $B_T = 0.4$ Тл, токе плазмы $I_p = 200$ кА, коэффициент запаса устойчивости $q_{95} = 5$ (согласно реконструкции равновесия кодом EFIT). Инжекция (НИ-1) нейтрального пучка водорода осуществлялась с 150 по 180 мс разряда, энергия инжекции составляет $E_b = 18$ кэВ, мощность в разряде #32994 $P_b = 300$ кВт, а в разряде #33008 — $P_b = 275$ кВт. Как видно на осциллограммах сигнала зонда Мирнова и мягкого рентгеновского излучения (рис. 2а), отсутствуют неустойчивости, приводящие к высоким потерям быстрых частиц — пилообразные и Альфвеновские колебания. При этом время замедления быстрых частиц примерно равно 16 мс, что намного выше периода пилообразных колебаний. Данные разряды интересны, прежде всего, классическим поведением быстрых частиц, что позволяет проверить возможность применения кода NUBEAM для сферического токамака Глобус-М.

В исследуемых разрядах различается положение плазменного шнура — в разряде #33008 плазма смещена внутрь и имеет большой радиус 35 см, а в разряде #32994 — 37 см (рис. 2б).

Полученный в результате моделирования разрядов #32994 и #33008 (рис. 3а) спектр атомов, рассчитанный кодом FIDASIM, хорошо совпадает со спектром, полученным экспериментально. А из-за смещения внутрь большая часть плазмы в разряде #33008 оказалась в области повышенного тороидального магнитного поля, что привело к снижению орбитальных потерь быстрых частиц в сравнении с несмещенным разрядом #32994 (рис. 4а).

Таким образом, моделирование разрядов с низкой МГД-активностью показало возможность применения связки кодов NUBEAM и FIDASIM для моделирования процесса замедления быстрых частиц на токамаке Глобус-М.

4.2. Эксперименты с пилообразными колебаниями

Разряд #37067 проведен на токамаке Глобус-М при увеличенных (в сравнении с предыдущим случаем) параметрах: тороидальное магнитное поле повышено до $B_T = 0.5$ Тл, ток плазмы — до $I_p = 225$ кА, коэффициент запаса устойчивости $q_{95} = 5$. Инжекция (НИ-1) дейтерия осуществлялась с 150 по 180 мс, энергия частиц $E_b = 26$ кэВ, мощность инжекции $P_b = 650$ кВт. Повышение магнитного поля приводит к уменьшению классических потерь быстрых частиц. Одновременно с этим, как видно из рис. 5, на осциллограммах сигналов зонда Мирнова и мягкого рентгеновского излучения наблюдаются развитые МГД-колебания, которые могут приводить к значительным потерям быстрых частиц.

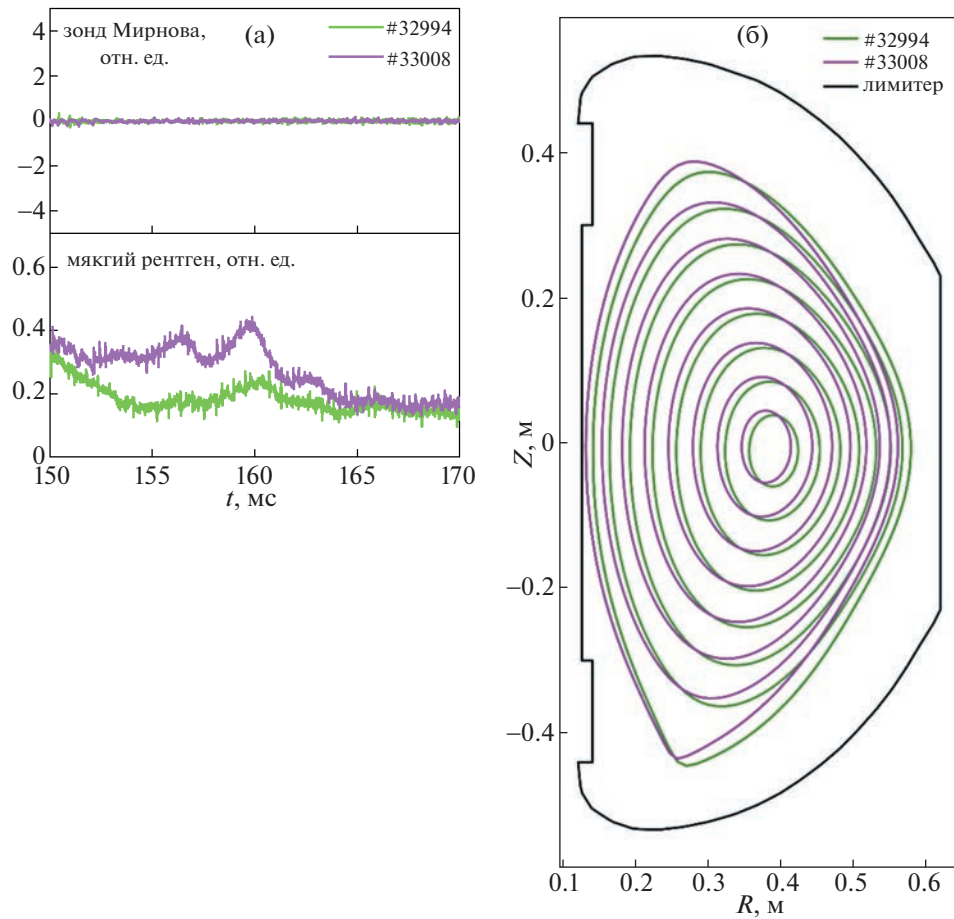


Рис. 2. Осциллограммы сигнала зонда Мирнова и датчика мягкого рентгена в разрядах с низкой МГД-активностью: #32994 и #33008 ($B_T = 0.4$ Тл, $I_p = 200$ кА) (а); магнитная конфигурация плазмы для разрядов #32994 и #33008, последний смещен внутрь в сторону сильного магнитного поля на 2 см (б).

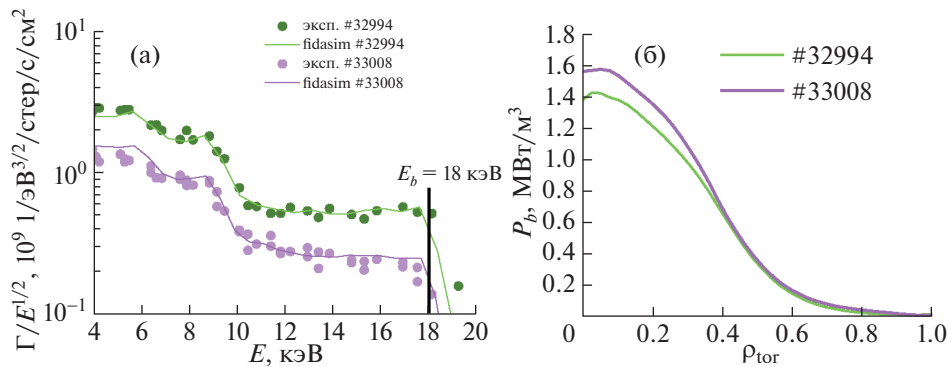


Рис. 3. Сравнение экспериментального и синтетического сигнала анализатора атомов перезарядки для разрядов без МГД-неустойчивостей #32994 и #33008 ($B_T = 0.4$ Тл, $I_p = 200$ кА) (а); зависимость плотности поглощенной мощности от $\rho_{tor} = (\Phi/\Phi_b)^{1/2}$, где Φ — тороидальный магнитный поток, а Φ_b — тороидальный магнитный поток на границе плазмы.

Моделирование удержания быстрых частиц при высокой МГД-активности с учетом только классических потерь дает результат, значительно отличающийся от экспериментальных наблюде-

ний как по абсолютной величине сигнала, так и по форме энергетического спектра. Данные различия не могут быть объяснены неопределенностью значения нейтральной плотности, так как

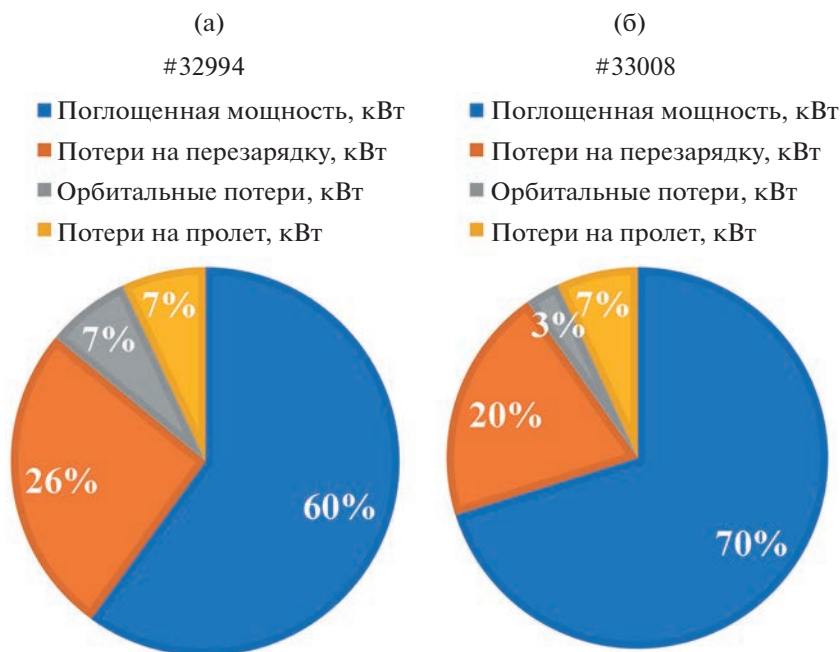


Рис. 4. Баланс мощности при нейтральной инжекции в разрядах без МГД-неустойчивостей #32994 (а) и #33008 (б), $B_T = 0.4$ Тл, $I_p = 200$ кА.

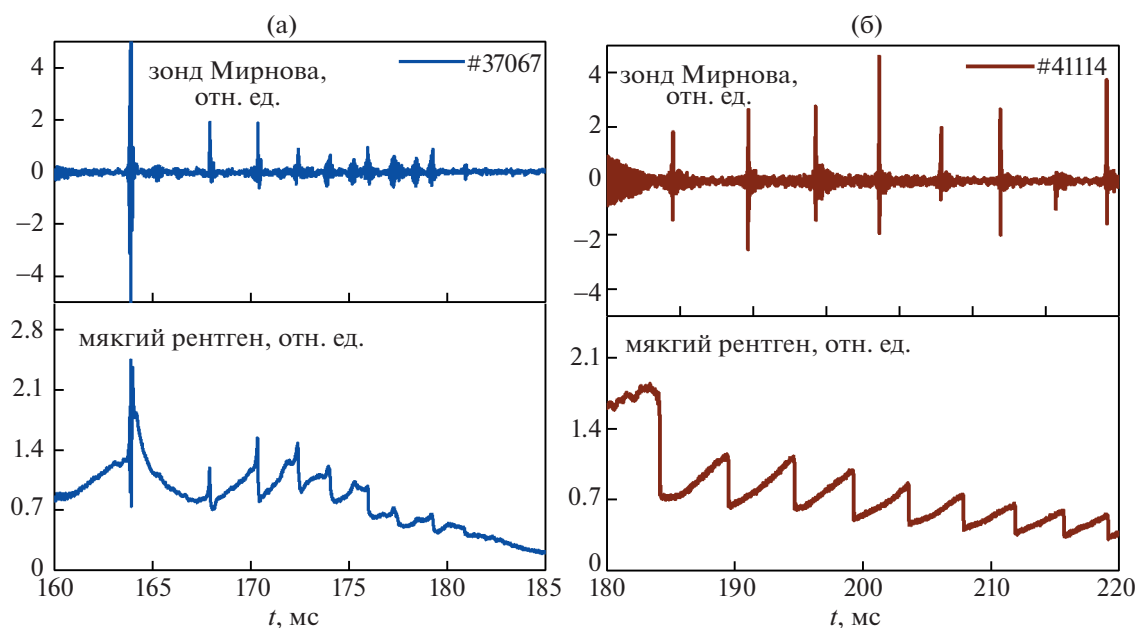


Рис. 5. Осциллограммы сигналов зонда Мирнова и датчика мягкого рентгеновского излучения для разрядов при высокой активности МГД-колебаний #37067 ($B_T = 0.5$ Тл, $I_p = 225$ кА) (а) и #41114 ($B_T = 0.8$ Тл, $I_p = 400$ кА) (б).

продолжают наблюдаться существенные различия экспериментальных данных с рассчитанными даже при изменении плотности атомов на границе плазмы в широких пределах от 10^{17} м⁻³ до

10^{18} м⁻³ (рис. 6а, область, закрашенная голубым цветом).

Учет влияния пилообразных колебаний на удержание быстрых частиц осуществлялся с по-

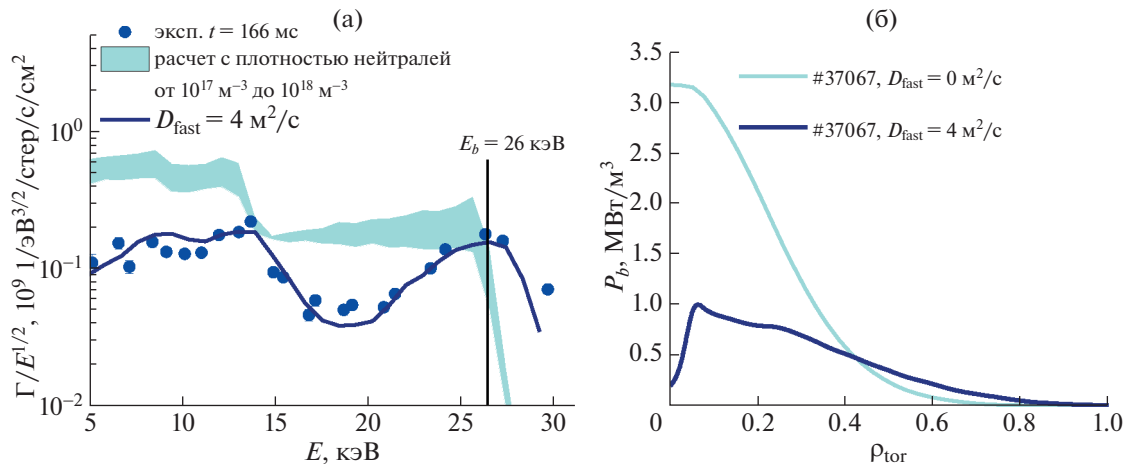


Рис. 6. Поток атомов перезарядки в разряде с МГД-неустойчивостями #37067 ($B_T = 0.5 \text{ Тл}$, $I_p = 225 \text{ кА}$) (а), закрашенная область — моделирование связкой кодов NUBEAM/FIDASIM с учетом только классических потерь при плотности нейтральных частиц на границе плазмы от 10^{17} м^{-3} до 10^{18} м^{-3} ; линия — с учетом аномальной диффузии $D_{\text{fast}} = 4 \text{ м}^2/\text{с}$; точки — экспериментальный спектр; плотность поглощенной мощности с учетом коэффициента аномальной диффузии и с учетом только классических потерь (б).

мощью подбора усредненного коэффициента аномальной диффузии D_{fast} , не зависящего от энергии, pitch угла и координат частиц. В результате подбора было обнаружено, что синтетический сигнал анализатора атомов перезарядки наилучшим образом совпадает с измеренным при коэффициенте аномальной диффузии $D_{\text{fast}} = 4 \text{ м}^2/\text{с}$ (рис. 6а).

Введение в расчет аномальной диффузии приводит к снижению поглощенной мощности на 36% в сравнении с моделированием, предполагающим классическое удержание (с 226 кВт до 146 кВт, рис. 7). Снижение поглощенной мощности в первую очередь связано с увеличением орбитальных потерь быстрых ионов с 47 кВт до 178 кВт. При этом потери на перезарядку уменьшились по абсолютной величине (с 366 кВт до 275 кВт), поскольку уменьшилось число замедляющихся частиц. Следует также отметить, что в сравнении с разрядами с водородным пучком при низкой МГД-активности, в рассматриваемом эксперименте использовался дейтерий, вследствие этого, потери на пролет снизились с 7 до 3%, из-за уменьшения длины свободного пробега частиц.

Второй разряд — #41114 (подробное описание приведено в работе [3]) получен на модернизированном токамаке Глобус-М2 при еще более высоких параметрах: магнитное поле $B_T = 0.8 \text{ Тл}$, ток плазмы $I_p = 400 \text{ кА}$, коэффициент запаса устойчивости $q_{95} = 6.2$. Инжекция водородного пучка осуществлялась новым инжектором (НИ-2) [31] с энергией $E_b = 45 \text{ кэВ}$ и мощностью $P_b = 750 \text{ кВт}$. Инжекция начиналась на фазе роста тока (130 мс)

и длилась 100 мс. В данном разряде присутствуют интенсивные МГД-колебания, что видно на сигналах зонда Мирнова и мягкого рентгеновского излучения (рис. 5б). Для учета влияния неустойчивостей на удержание быстрых частиц также вводился коэффициент аномальной диффузии.

Наилучшее согласование между измеренным и рассчитанным сигналом анализатора атомов перезарядки в ходе моделирования было получено при введении коэффициента аномальной диффузии $D_{\text{fast}} = 1.5 \text{ м}^2/\text{с}$. Учет увеличенного переноса надтепловых ионов из-за неустойчивостей приводит к снижению поглощенной мощности пучка с 643 до 366 кВт (см. рис. 9). Как и в разряде #37067, снижение поглощенной мощности, по большей части, связано с ростом орбитальных потерь (с 17 до 202 кВт). Несмотря на высокую плотность плазмы, из-за высокой энергии частиц в 45 кэВ и использования водорода в качестве рабочего газа инжектора, потери на пролет составили 26 кВт или 3% от мощности инжекции.

Стоит отметить, что при моделировании разряда #41114 небольшой коэффициент диффузии $D_{\text{fast}} = 1.5 \text{ м}^2/\text{с}$ привел к значительному увеличению потерь мощности на 277 кВт, в то время, как при моделировании разряда #37067 при меньшем поле и токе оказался большим и равным $4 \text{ м}^2/\text{с}$, при этом увеличение потерь не такое большое и равно 80 кВт. Такой эффект увеличения потерь объясняется тем, что в разряде #37067 классические орбитальные потери находятся на достаточно большом уровне и достигают 47 кВт, даже без дополнительного учета потерь из-за аномальной диффузии. При этом как видно из рис. 5а, основ-

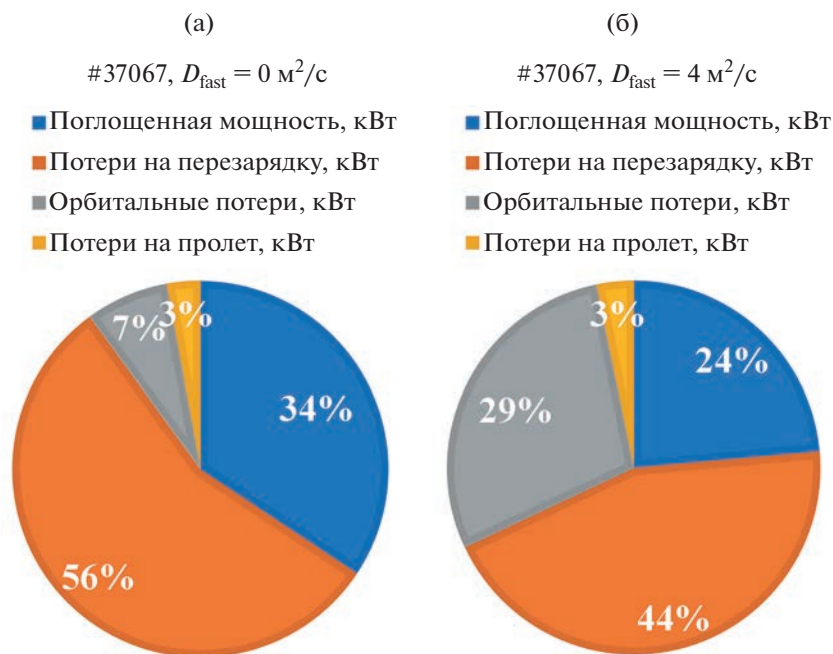


Рис. 7. Баланс мощности при нейтральной инжекции в разряде #37067 с МГД-неустойчивостями ($B_T = 0.5$ Тл, $I_p = 225$ кА): только с учетом классических потерь (а), с учетом аномальной диффузии (б).

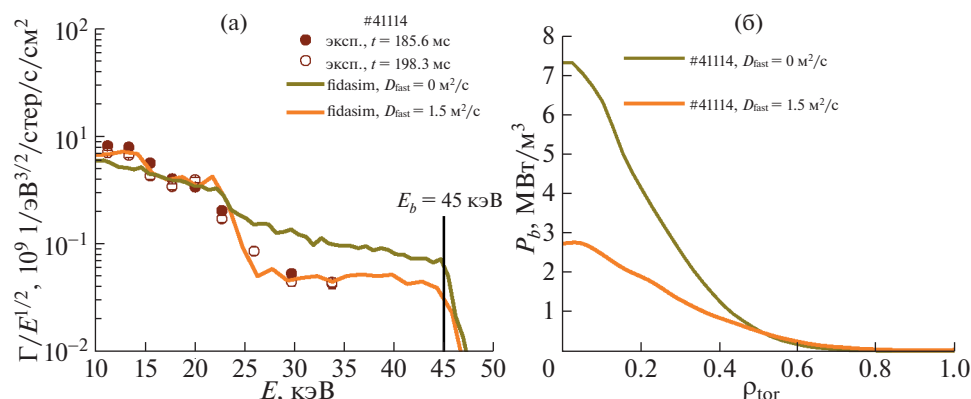


Рис. 8. Потоки атомов перезарядки в разряде с МГД-неустойчивостями #41114 ($B_T = 0.8$ Тл, $I_p = 400$ кА) (а); оранжевая линия — расчет связкой кодов NUBEAM/FIDASIM с аномальной диффузией $D_{\text{fast}} = 1.5 \text{ м}^2/\text{с}$; коричневая — расчет с учетом только классических потерь, точки — экспериментальный спектр; плотность поглощенной мощности с учетом коэффициента аномальной диффузии и только с учетом классических потерь (б).

ные потери приходится на частицы с полной энергией инжекции 26 кэВ, а для уменьшения и без того малого числа быстрых ионов требуется ввод большого коэффициента аномальной диффузии. В случае увеличения тороидального поля до 0.8 Тл, а тока до 400 кА в разряде #41114 орбитальные потери сильно снижаются до 17 кВт (без учета аномальной диффузии) и ввод небольшой аномальной диффузии приводит к большим потерям мощности.

Таким образом, вычисления синтетического сигнала, проведенные с помощью кодов NUBEAM и FIDASIM, продемонстрировали, что МГД-неустойчивости приводят к увеличению орбитальных потерь быстрых ионов, даже в случае с повышенными параметрами плазмы (0.8 Тл, 400 кА), когда классические потери малы. Одновременно с этим неустойчивости приводят к снижению мощности, поглощенной плазмой в процессе нагрева. Подбор аномальных коэффициентов диффузии в процессе расчетов позволяет

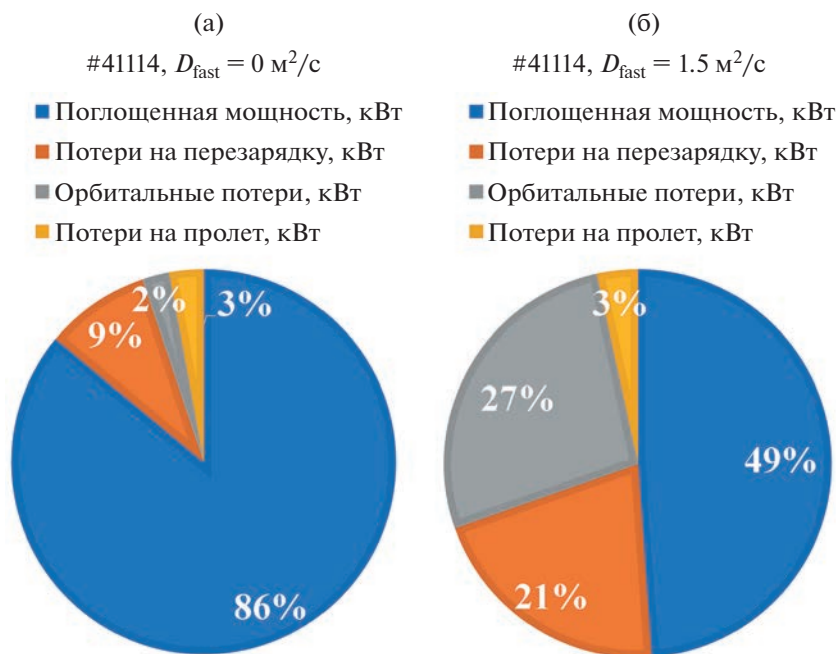


Рис. 9. Баланс мощности при нейтральной инжекции в разряде с МГД-неустойчивостями #41114 ($B_T = 0.8$ Тл, $I_p = 400$ кА): только с учетом классических потерь (а), с учетом аномальной диффузии (б).

количественно согласовать экспериментальные измерения с функцией распределения быстрых ионов и определить поглощенную мощность.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье рассмотрен метод определения поглощенной мощности пучка с помощью синтетической диагностики сигналов анализатора атомов перезарядки, основанной на связке кодов NUBEAM/FIDASIM. Метод применен в разрядах токамаков Глобус-М/М2 при различных условиях. Результаты сравнения экспериментального и синтетического сигналов показали, что в разрядах с низкой МГД-активностью расчетный сигнал хорошо согласуется с измеренным. Однако при возникновении неустойчивостей, синтетический сигнал начинает значительно превышать измеренный. Такое различие свидетельствует о неклассических потерях быстрых частиц, которые невозможно напрямую рассчитать кодом NUBEAM. Для решения проблемы при расчете функции распределения быстрых частиц вводится аномальный коэффициент диффузии. Подбор коэффициента осуществляется через сравнение экспериментального сигнала анализатора быстрых частиц с синтетическим. Учет диффузии показывает снижение эффективности нагрева плазмы пучком нейтральных атомов до 50%, при этом основным каналом потерь быстрых ионов являются орбитальные потери, возрастающие в несколько раз при наличии МГД-неустойчивостей.

Исследования проведены на УНУ “Сферический токамак Глобус-М”, входящей в состав ФЦКП “Материаловедение и диагностика в передовых технологиях”. Рутинная подготовка нагревных и диагностических систем токамака (раздел 2) выполнена в рамках контракта 0034-2021-0001. Раздел 3 выполнен в рамках контракта 0040-2019-0023. Расчет сигнала анализатора атомов перезарядки в дейтериевой плазме без пилообразных колебаний (раздел 4.1) выполнен при поддержке гранта РНФ 21-72-20007. Расчеты спектров атомов перезарядки плазмы были получены с использованием вычислительных ресурсов суперкомпьютерного центра Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого (www.spbstu.ru).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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., Konovalov 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., Zhilin E.G. // Nuclear Fusion. 2017. V. 57. P. 06604. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa69e0>

2. Kurskiev G.S., Miroshnikov I.V., Sakharov N.V., Gusev V.K., Petrov Yu.V., Minaev V.B., Balachenkov I.M., Bakharev N.N., Chernyshev F.V., Goryainov V.Yu., Kavin A.A., Khromov N.A., Kiselev E.O., Krikunov S.V., Lobanov K.M., Melnik A.D., Novokhatskii A.N., Filipov S.V., Zhiltsov N.S., Mineev A.B., Mukhin E.E., Patrov M.I., Petrov A.V., Ponomarenko A.M., Solokha V.V., Shulyatiev K.D., Shchegolev P.B., Skrekel O.M., Telnova A.Yu., Tkachenko E.E., Tukhtmeneva E.A., Tokarev V.A., Tolstyakov S.Yu., Varfolomeev V.I., Voronin A.V., Yashin A.Yu., Solovey V.A., Zhilin E.G. // Nuclear Fusion. 2022. V. 62. P.04002.
3. Курские Г.С., Сахаров Н.В., Гусев В.К., Минаев В.Б., Мирошников И.В., Петров Ю.В., Тельнова А.Ю., Бахарев Н.Н., Киселев Е.О., Жильцов Н.С., Щеголев П.Б., Балаченков И.М., Варфоломеев В.И., Воронин А.В., Горяинов В.Ю., Дьяченко В.В., Жилин Е.Г., Ильясова М.В., Кавин А.А., Коновалов А.Н., Крикунов С.В., Лобанов К.М., Мельник А.Д., Минеев А.Б., Новохацкий А.Н., Патров М.И., Петров А.В., Пономаренко А.М., Скрекель О.М., Соловей В.А., Солоха В.В., Ткаченко Е.Е., Токарев В.А., Толстяков С.Ю., Тюхменева Е.А., Хилькевич Е.М., Хромов Н.А., Чернышев Ф.В., Шевелев А.Е., Шулятьев К.Д., Яшин А.Ю. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 305.
4. McNamara S.A.M., Asunta O., Bland J., Buxton P.F., Colgan C., Dnestrovskii A., Gemmell M., Gryaznevich M., Hoffman D., Janky F., Lister J.B., Lowe H.F., Mirfayzi R.S., Naylor G., Nemytov V., Njau J., Pyragius T., Rengle A., Romanelli M., Romero C., Sertoli M., Shevchenko V., Sinha J., Sladkomedova A., Sridhar S., Takase Y., Thomas P., Varje J., Vincent B., Willett H.V., Wood J., Zakhar D., Battaglia D.J., Kaye S.M., Delgado-Aparicio L.F., Maingi R., Mueller D., Podesta M., Delabie E., Lomanowski B., Marchuk O., ST40 Team // Nuclear Fusion. 2023. V. 63. P. 054002.
5. 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. 2011. Т. 37. С. 1075. <https://doi.org/10.1134/S0367292119080080>
6. 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. // Письма ЖТФ. 2014. Т. 40. С. 99.
7. 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 ЖТФ. 2020. Т. 46. С. 3. <https://doi.org/10.21883/PJTF.2020.23.50338.1845>
8. Балаченков И.М., Петров Ю.В., Гусев В.К., Бахарев Н.Н., Варфоломеев В.И., Дьяченко В.В., Коновалов А.Н., Корепанов П.А., Крикунов С.В., Минаев В.Б., Патров М.И., Сахаров Н.В. // Письма ЖТФ. 2021. Т. 47. С. 17. <https://doi.org/10.21883/PJTF.2021.12.51061.18730>
9. 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., Iliasova M.V., Kavin A.A., Khilkevitch E.M., Khromov N.A., Kiselev E.O., Kononov A.N., Kornev V.A., Krikunov S.V., Kurskiev G.S., Melnik A.D., Miroshnikov I.V., Novokhatskii A.N., Zhiltsov N.S., Patrov M.I., Petrov A.V., Ponomarenko A.M., Shulyatiev K.D., Shchegolev P.B., Shevelev A.E., Skrekel O.M., Telnova A.Yu., Tukhtmeneva 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. V. 62. P. 042009. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac27c7>
10. Medvedev S.Y., Martynov A.A., Isaev M.Y., Balachenkov I.M., Bakharev N.N., Petrov Yu.V., Cooper W.A. // Fusion Sci. Technol. 2022. V. 78. P. 1. <https://doi.org/10.1080/15361055.2022.2066048>
11. Мельник А.Д., Бахарев Н.Н., Гусев В.К., Гончаров П.Р., Курские Г.С., Минаев В.Б., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Тельнова А.Ю., Толстяков С.Ю., Чернышев Ф.В., Щеголев П.Б. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 651. <https://doi.org/10.7868/S036729211708008X>
12. Bakharev N.N., Melnik A.D., Chernyshev F.V. // Atoms. 2023. V. 11. P. 53. <https://doi.org/10.3390/atoms11030053>
13. Афросимов В.В., Гладковский И.П., Гордеев Ю.С., Калинин И.Ф., Федоренко Н.В. // ЖТФ. 1960. Т. 30. С. 1456.
14. Афросимов В.В., Гладковский И.П., Гордеев Ю.С., Калинин И.Ф., Петров М.П., Федоренко Н.В. // ЖТФ. 1960. Т. 30. С. 1469.
15. Geiger B., Stagner L., Heidbrink W.W., Dux R., Fischer R., Fujiwara Y., Garcia A.V., Jacobsen A.S., Vuuren A.J., Karpushov A.N., Liu D., Schneider P.A., Sfiligoi I., Poloskei P.Zs., Weiland M. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2020. V. 62. P. 105008. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/aba8d7>
16. <https://github.com/D3DEnergetic/FIDASIM>.
17. Pankin A., McCune D., Andre R., Bateman G., Kritz A. // Computer Phys. Communications. 2004. V. 159. P. 157.
18. Bakharev N.N., Chernyshev F.V., Goncharov P.R., Gusev V.K., Iblyaminova 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., Zadvitskiy G.V. // Nucl. Fusion. 2015. V. 55. P. 1421. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/4/043023>
19. Гусев В.К., Голант В.Е., Гусаков Е.З., Дьяченко В.В.И., Ирзак М.А., Минаев В.Б., Мухин Е.Е., Новохацкий А.Н., Подушикова К.А., Раздобарин Г.Т., Сахаров Н.В., Трегубова Е.Н., Узлов В.С., Щербинин 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. С. 58.
20. Gusev V.K., Bakharev N.N., Belyakov V.A., Ber B.Y., Bondarchuk E.N., Bulanin V.V., Bykov A.S., Chernyshev F.V., Demina E.V., Dyachenko V.V., Goncharov P.R., Gorodetsky A.E., Gusakov E.Z., Iblyaminova A.D., Ivanov A.A., Irzak M.A., Kaveeva E.G., Khitrov S.A., Khokhlov M.V., Khromov N.A., Kolmogorov V.V., Kor-

- nev V.A., Krasnov S.V., Kurskiev G.S., Labusov A.N., Lepikhov S.A., Litunovsky N.V., Mazul I.V., Melnik A.D., Mikov V.V., Minaev V.B., Mineev A.B., Mironov M.I., Miroshnikov I.V., Mukhin E.E., Novokhatsky A.N., Ovsyannikov A.D., Patrov M.I., Petrov A.V., Petrov Yu.V., Rozhansky V.A., Sakharov N.V., Saveliev A.N., Senichenkov I.Yu., Sergeev V.Yu., Shchegolev P.B., Shcherbinin O.N., Shikhovtsev I.V., Tanaev V.S., Tanchuk V.N., Tolstyakov S.Y., Varfolomeev V.I., Vekshina E.O., Voronin A.V., Voskoboinikov S.P., Wagner F., Yashin A.Y., Zadvitskiy G.V., Zakharov A.P., Zalavutdinov R.K., Zhilin E.G. // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2015. V. 58. P. 014032.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/10/104016>
21. Курские Г.С., Жильцов Н.С., Коваль А.Н., Корнев А.Ф., Макаров А.М., Мухин Е.Е., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Соловей В.А., Ткаченко Е.Е., Толстяков С.Ю., Чернаков П.В. // *Письма ЖТФ*. 2021. Т. 47. С. 41.
<https://doi.org/10.21883/PJTF.2021.24.51799.19019>
 22. Zhiltsov N.S. et al. 2023 provisionally accepted to *Nuclear Fusion*
 23. Tikhmeneva E.A., Tolstyakov S.Yu., Kurskiev 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 Sci. Technol.* 2019. V. 21. P. 105104.
<https://doi.org/10.1088/2058-6272/ab305f>
 24. Гусев В.К., Бендер С.Е., Деч А.В., Косцов Ю.А., Левин Р.Г., Минеев А.Б., Сахаров Н.В. // *ЖТФ*. 2006. Т. 76. Вып. 8.
 25. Avdeeva G.F., Miroshnikov I.V., Bakharev N.N., Kurskiev G.S., Patrov M.I., Sergeev V.Yu., Shchegolev P.B. // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2016. V. 666. P. 012002.
 26. 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. // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2019. V. 1400. P. 077018.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1400/7/077018>
 27. 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. // *Письма ЖТФ*. 2021. Т. 47. С. 25.
<https://doi.org/10.21883/PJTF.2021.09.50903.18618>
 28. Bakharev N.N., Chernyshev F.V., Gusev V.K., Kiselev E.O., Kurskiev G.S., Larionova M.M., 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 Phys. Control. Fusion*. 2020. V. 62. P. 125010.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/abbe32>
 29. 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 Y.V., Sakharov N.V., Shchegolev P.B., Skrekel O.M., Telnova A.Y., Tikhmeneva E.A., Varfolomeev V.I. // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2021. V. 63. P. 125036.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/ac3497>
 30. Миронов М.И., Чернышев Ф.В., Афанасьев В.И., Мельник А.Д., Наволоцкий А.С., Несеневич В.Г., Петров М.П., Петров С.Я. // *Физика плазмы*. 2020. Т. 47. С. 29.
<https://doi.org/10.31857/S0367292121010108>
 31. Telnova A.Y., Kurskiev G.S., Kiselev E.O., Bakharev N.N., Gusev V.K., Khromov N.A., Medvedev S.Y., Minaev V.B., Miroshnikov I.V., Patrov M.I., Petrov Y.V., Sakharov N.V., Sladkomedova A.D., Shchegolev P.B., Solokha V.V., Tokarev V.A., Tolstyakov S.Y., Tikhmeneva E.A. // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2019. V. 1400. P. 077015.
<https://doi.org/10.1088/2058-6272/ab2ff6>

УДК 533.9

КОМПЛЕКС НЕЙТРАЛЬНОЙ ИНЖЕКЦИИ СФЕРИЧЕСКОГО ТОКАМАКА ГЛОБУС-М2

© 2023 г. П. Б. Щеголев^{a,*}, В. Б. Минаев^a, А. Ю. Тельнова^a, В. И. Варфоломеев^a, В. К. Гусев^a,
Л. А. Есипов^a, Н. С. Жильцов^a, В. В. Колмогоров^c, А. А. Кондаков^c, Г. С. Курский^a,
И. В. Мирошников^a, А. А. Панасенков^b, А. В. Сорокин^c, И. А. Шиховцев^c

^aФизико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, РФ

^bНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, РФ

^cИнститут ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, РФ

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

Поступила в редакцию 15.07.2023 г.

После доработки 18.09.2023 г.

Принята к публикации 01.10.2023 г.

Комплекс инжекционного нагрева плазмы сферического токамака Глобус-М2 состоит из двух инжекторов, обеспечивающих подачу высокоэнергичных пучков атомов водорода (дейтерия) в плазму установки. Инжекторы являются автономными устройствами, позволяющими независимо друг от друга и от токамака производить подготовку к работе, вывод на рабочий режим и измерения параметров атомного пучка. Детально разбирается устройство каждого инжектора, обосновывается выбор схемы эксперимента по вводу пучков в плазму токамака, приводятся характеристики инжектируемых в плазму токамака пучков атомов обоих инжекторов, а также рассматриваются результаты экспериментов по дополнительному нагреву плазмы токамака Глобус-М2 посредством инжекции двух пучков атомов.

Ключевые слова: инжектор атомов, ионный источник, пучок высокоэнергичных атомов, ионно-оптическая система, нейтральная инжекция

DOI: 10.31857/S0367292123601261, **EDN:** CZOASL

ВВЕДЕНИЕ

Сферический токамак Глобус-М2 ($R = 0.36$ м, $a = 0.24$ м, $B_t \leq 1$ Тл, $I_p \leq 0.5$ МА; где R – большой радиус, a – малый радиус, B_t – тороидальное магнитное поле, I_p – ток по плазме) [1] является модернизированной версией установки Глобус-М ($R = 0.36$ м, $a = 0.24$ м, $B_t \leq 0.5$ Тл, $I_p \leq 0.3$ МА) [2], оснащенной одним инжектором атомов, подробное описание которого изложено в [3]. Помимо увеличения тороидального магнитного поля и тока по плазме, модернизация токамака Глобус-М предусматривала развитие систем дополнительного нагрева плазмы, которое включало в себя усовершенствования существующего инжектора атомов НИ-1 и установку второго инжектора НИ-2.

Инжекция пучков быстрых атомов в плазму токамака широко применяется как для дополнительного ее нагрева, так и для генерации токов увлечения. В результате модернизации систем дополнительного нагрева плазмы в Глобусе-М2 реализована инжекция двух нейтральных пучков водорода или дейтерия (с энергией частиц для од-

ного инжектора до 40 кэВ при мощности до 1 МВт, для второго – до 50 кэВ при мощности до 1 МВт) с суммарной выходной мощностью до 2 МВт, которая в несколько раз превышает мощность омического нагрева. Инжекция в плазму установки двух пучков атомов может позволить ей достичь более высоких значений бэта, близких к идеальному пределу (по нормализованной бэта).

Для достижения в токамаках максимальной температуры плазмы и запасенной в ней энергии гораздо эффективнее вкладывать энергию в ионы из-за аномально высокой теплопроводности электронов. Реализация предпочтительного ионного нагрева при энергиях инжекции ниже критической E_c (порядка 40 кэВ для инжекции дейтериевого пучка в водородную плазму при $\langle T_e \rangle = 1$ кэВ) [4] на мегаваттном уровне мощностей позволит существенно увеличить ионную температуру T_i по сравнению с электронной T_e [5], приблизившись таким образом к области экспериментальных параметров, характерных для термоядерного реактора. В целом наличие дополнительного канала нагрева ионов (помимо их столкновений с

Таблица 1. Технические характеристики НИ-2

Рабочий газ	водород, дейтерий
Ускоряющее напряжение, кВ	от 30 до 50
Максимальный ионный ток на водороде, А	45
Максимальная мощность атомного пучка, МВт	1
Размер эмиссионной поверхности, мм	200
Диаметр пучка на калориметре (по уровню мощности $1/e$), мм	не более 110
Максимальная длительность импульса, с	1
Пауза между импульсами максимальной длительности, мин	10
Расходимость пучка, градус	1.2
Фокусное расстояние, м	3.5 ± 0.5

электронами) позволяет изменять отношение ионной и электронной температур в широких пределах, что само по себе представляет большой интерес для исследования влияния отношения T_i/T_e на перенос тепла и частиц в ионном и электронном каналах [6]. Кроме того, инжекция в плазму двух пучков атомов, имеющих разные геометрические размеры и пространственное распределение плотности мощности, открывает дополнительные возможности для оптимизации плотности тока плазмы. Ко всему прочему модернизированный комплекс нейтральной инжекции Глобуса-М2 существенно расширит спектр исследований быстрых ионов, связанной с ними физики МГД [7], а также индуцированного им вращения плазмы [8].

УСТРОЙСТВО ИНЖЕКТОРА АТОМОВ НИ-2

Программа модернизации комплекса нейтральной инжекции токамака Глобус-М2 включала в себя установку второго инжектора атомов НИ-2 [9], технические характеристики которого представлены в табл. 1. Его конструкция базируется на разработанном в ИЯФ СО РАН инжекторе для нагрева плазмы [10].

НИ-2 представляет собой установленную на платформе вакуумную камеру, внутри которой расположены отклоняющий магнит, нейтрализатор, проходная диафрагма, приемник ионов, прицельное устройство и два крионасоса. С одной стороны к камере крепится ионный источник, с другой – подвижный поглотитель-калориметр. В состав НИ-2 также входят обеспечивающие его работу системы вакуумной откачки, электропитания, напуска рабочего газа, водяного охлаждения, управления и сбора данных. Общий вид инжектора представлен на рис. 1.

Вакуумная камера инжектора 1 (объемом порядка 2.5 м^3), выполненная из нержавеющей стали 304L, имеет прямоугольную форму с внутренними размерами $800 \times 1680 \times 1884 \text{ мм}$, толщину боковых стенок 10 мм, снаружи приварены ребра

жесткости. С одной ее стороны на торцевой стенке расположен порт диаметром 540 мм для стыковки нейтрализатора 6 и ионного источника 4, с другой – порт диаметром 690 мм для присоединения калориметра 10. Сверху вакуумный объем имеет два прямоугольных порта размерами $760 \text{ мм} \times 800 \text{ мм}$ для установки в них крионасосов 3. Внутри камеры установлена проходная диафрагма 7 диаметром 200 мм, отсекающая периферийную часть пучка и разделяющая объем на две части для обеспечения более высокого вакуума со стороны калориметра. Камера инжектора установлена на оборудованную роликами платформу 2, благодаря которой она может перемещаться по рельсам длиной 2600 мм. Для юстировки положения инжектора в горизонтальном и вертикальном направлениях на $\pm 10 \text{ мм}$ в ней предусмотрены регулируемые опоры.

Ионный источник (рис. 2) состоит из газоразрядной камеры (ГРК) 3, в которой создается плазменный эмиттер, и трехэлектродной ионно-оптической системы (ИОС) 5, обеспечивающей формирование, ускорение и фокусировку ионного пучка. Цилиндрическая часть ГРК (длина 117 мм, диаметр 296 мм) изготовлена из керамики (Al_2O_3). На охлаждаемом водой заднем фланце газоразрядной камеры, выполненном из молибдена, установлен набор постоянных магнитов, чье поле снижает поток плазмы на стенку, тем самым увеличивая энергетическую эффективность разряда. Внутренняя поверхность керамической камеры защищена от непосредственного контакта с плазмой разряда медным экраном Фарадея. Рабочий газ подается в ГРК через узел поджига 2, установленный в центре задней стенки камеры, посредством электромагнитного импульсного клапана. Разряд инициируется подачей высоковольтного импульса амплитудой до 6 кВ между корпусом клапана и изолированным от него с помощью керамической трубки задним фланцем ГРК, в котором установлен запальный электрод. Образующаяся вдоль внутренней поверхности керамической трубки короткая искра выбрасыва-

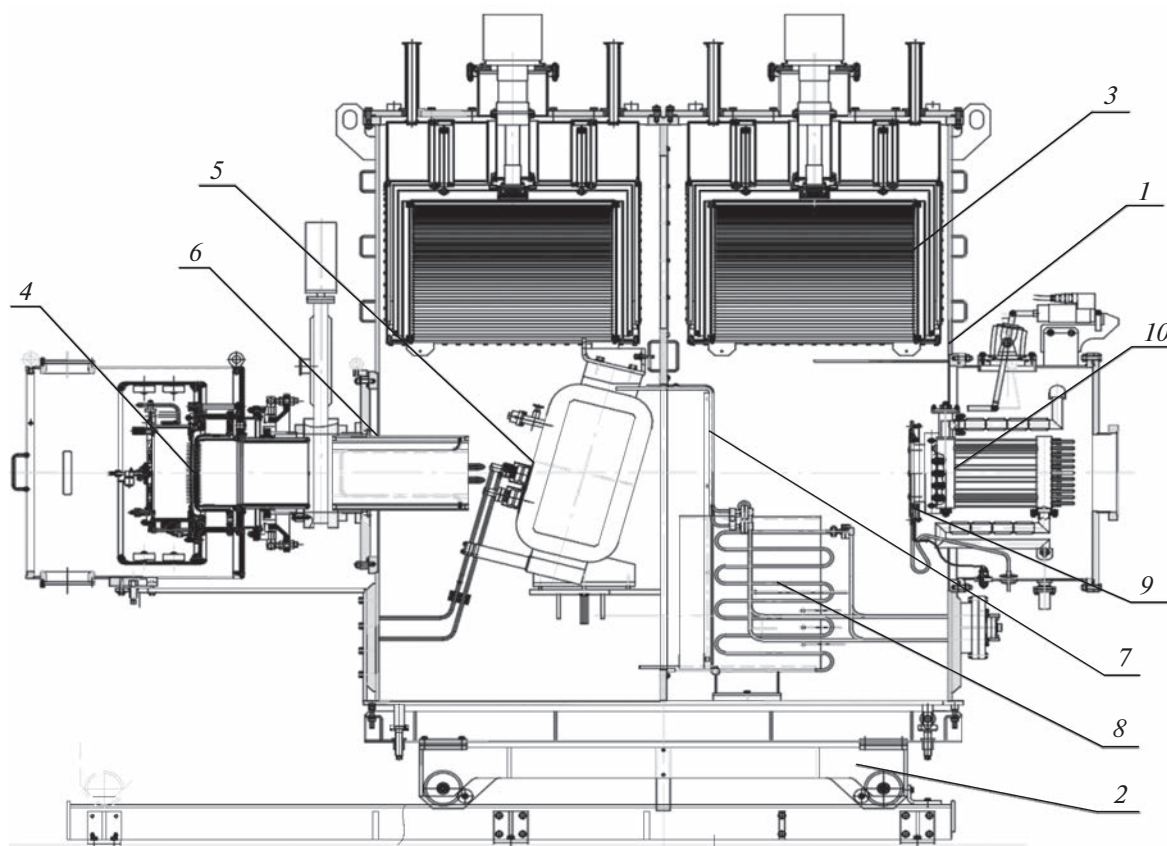


Рис. 1. Общий вид инжектора НИ-2: 1 – вакуумный объем; 2 – платформа; 3 – крионасос; 4 – ионный источник; 5 – отклоняющий магнит; 6 – нейтрализатор; 7 – диафрагма; 8 – приемник ионов; 9 – прицельное устройство; 10 – калориметр.

ется в плазменную камеру, где загорается высокочастотный разряд. Он возбуждается на частоте 4 МГц с помощью внешней трехвитковой антенны 4, изготовленной из медной трубки, причем высокочастотная мощность подается к ней через разделительный трансформатор с масляной изоляцией. При 45 кВт ВЧ-мощности, поглощенной в плазме ГРК, эмиттер способен производить до 45 А ионного тока (на водороде).

Извлечение из плазмы ГРК и ускорение положительных ионов осуществляется с помощью ИОС, которая состоит из трех вложенных друг в друга сеток (диаметр 200 мм), составленных из расположенных в гексагональном порядке отверстий, имеющих круглую апертуру. Комбинация из соосных отверстий трех сеток образует элементарную ячейку ИОС, геометрия которой со всеми размерами показана на рис. 3. Сетки ИОС выполнены в виде сферических сегментов, что обеспечивает общую фокусировку пучка на расстоянии 3.5 м от ионного источника. Ионно-оптическая система инжектора оптимизирована для получения пучка с минимальной угловой расходимостью порядка 0.9° . Электроды ИОС (первый изго-

товлен из молибдена марки ЦМ2А, остальные – из хромоциркониевой бронзы марки БрХЦр) установлены на медных кольцевых фланцах, соединенных друг с другом с помощью двух керамических изоляторов 7 высотой 80 и 10 мм соответственно. Толщина первой сетки составляет 3.5 мм, второй и третьей сеток – 6 мм для увеличения их теплоемкости, чтобы повышение температуры во время импульса пучка не приводило к увеличению его расходимости более 1.2° (проектное значение). С этой целью все фланцы, на которых установлены электроды ИОС, охлаждаются водой, что обеспечивает полный отвод тепла между выстрелами инжектора.

Ускоренные ионы в виде пучка (смесь трех основных энергетических компонентов) поступают в перезарядную камеру (нейтрализатор). Фракционный состав извлекаемого ионного пучка (H^+ , H_2^+ , H_3^+) определяется элементарными процессами, происходящими в плазме ВЧ-разряда. При прохождении быстрыми ионами через нейтрализатор в результате процесса резонансной перезарядки на избыточной газовой мишени об-

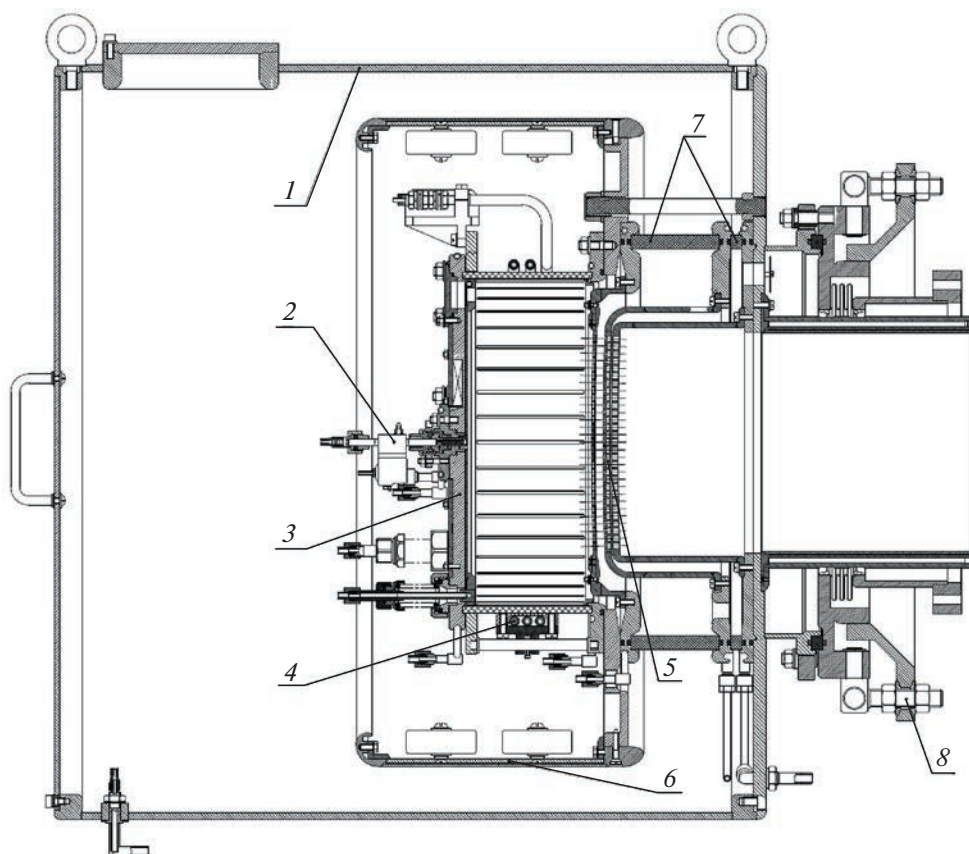


Рис. 2. Ионный источник: 1 – внешний железный экран; 2 – клапан напуска газа и устройство поджига; 3 – плазменная камера; 4 – антенна; 5 – электроды ионно-оптической системы; 6 – магнитный и электростатический экран; 7 – керамические изоляторы ИОС; 8 – юстировочное устройство.

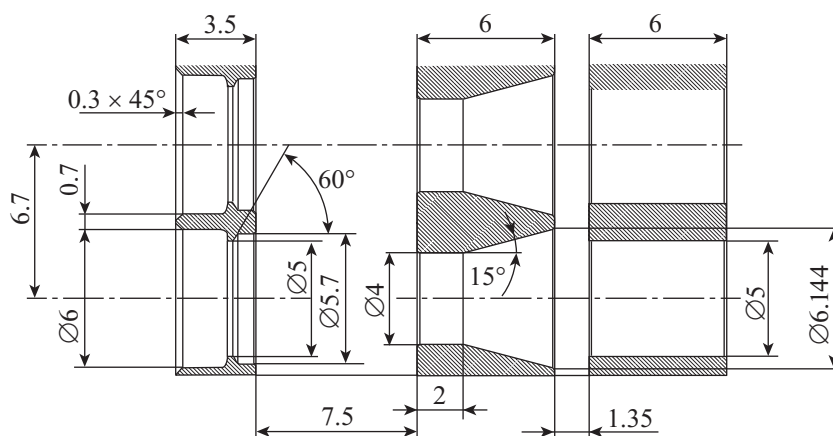


Рис. 3. Геометрия элементарной ячейки ИОС НИ-2.

разуются быстрые атомы H_1^0 трех различных энергий E , $E/2$, $E/3$ (E – основная энергия) соответственно из быстрых ионов H_1^+ , H_2^+ , H_3^+ и атомы с энергией $E/18$ ($E/10$), образующиеся из всегда существующих примесных гидроксильных ионов

H_2O^+ для водородного пучка (D_2O^+ для дейтериевого). Конструктивно нейтрализатор представляет собой медную трубку (толщина стенки 5 мм) длиной 450 мм и внутренним диаметром 197 мм, вложенную в двойной магнитный экран (труба из

магнитомягкого железа), уменьшающий уровень рассеянных магнитных полей ниже 0.3 Гс. Газ в перезарядную камеру вытекает из ГРК источника и дополнительно нагнетается с помощью импульсного электромагнитного клапана. Общая эффективная длина нейтрализатора составляет 80 см, а давление рабочего газа в нем подбирается таким образом, чтобы обеспечить равновесный выход нейтрального компонента пучка. Зависимость равновесного выхода быстрых атомов водорода на бесконечно толстой водородной мишени от энергии частиц представлена в [11], согласно ей эффективность нейтрализации водородного пучка составляет порядка 50% для компонента с основной энергией (50 кэВ), 76% — для компонента с половинной энергией и 82% — для компонента с энергией в одну треть.

На выходе из нейтрализатора с помощью отклоняющего электромагнита из пучка удаляются заряженные частицы. Магнитное поле в нем создается двумя соединенными последовательно катушками (по 26 витков каждая), находящимися в герметичном корпусе, изолированном от вакуумного объема. Они охватывают железный сердечник, между полюсами которого создается магнитное поле с напряженностью до 0.15 Тл при токе в катушках до 500 А. Величина поля электромагнита выбирается в зависимости от рода газа и энергии частиц. Зазор между полюсами составляет 220 мм, ширина полюса вдоль направления пучка — 200 мм.

Оставшиеся в пучке ионы отклоняются электромагнитом в приемник ионов, представляющий собой охлаждаемый водой объем V-образной формы, изготовленный из меди. Положение и размер приемника ионов подобраны таким образом, чтобы перехватывать все ионы с тремя разными энергиями.

Полученный в итоге атомарный пучок далее по пучковому тракту, проходя сквозь разделительную диафрагму, попадает в прицельное устройство. Оно служит для юстировки оси пучка и представляет собой медный диск с проделанными по парам в вертикальной и горизонтальной плоскостях отверстиями, за которыми расположены вторично-эмиссионные датчики. Корректировка направления оси пучка, необходимая для компенсации неточностей сборки ионного источника, в особенности его ИОС, осуществляется с помощью юстировочного устройства.

На выходе из инжектора на расстоянии около 2.5 м от ионного источника расположен подвижный поглотитель-калориметр, предназначенный для контроля параметров пучка, созданного инжектором. Поглотитель выведен на линию пучка в режиме настройки инжектора или убран с нее на время плазменного эксперимента, чтобы нейтральный пучок мог беспрепятственно попадать в

токамак. Калориметр представляет собой набор из 11 водоохлаждаемых трубок, составленных в виде двух пластин (левой и правой), на каждой из которых установлены разнесенные в пространстве термодпары, измеряющие температуру охлаждаемых водой трубок.

Вакуумный объем инжектора и камера токамака связаны между собой с помощью специально разработанного стыковочного узла, который обеспечивает гальваническую и механическую развязку между ними, а также обрезает по ширине часть пучка. Он включает проходной изолятор, сильфонный компенсатор и медную проходную диафрагму (17×22 см), охлаждаемую водой. Узел присоединен к инжектору и входному патрубку токамака с помощью фланцевых соединений.

Система высоковакуумной откачки построена на базе турбомолекулярного насоса Leybold TURBOVAC TMP 361 и форвакуумного насоса Edwards GVSP30. Система обеспечивает поддержание базового уровня давления (до 10^{-7} Торр) в камере инжектора. При работе ионного источника давление в объеме инжектора повышается за счет импульсного впрыска в него рабочего газа. Пучок, состоящий из быстрых атомов и ионов, после вылета из нейтрализатора продолжает взаимодействовать с вытекающим в камеру рабочим газом. Чтобы минимизировать потери при транспортировке пучка в токамак, необходимо обеспечить как можно более низкое давление газа на его пути. Этой цели служат большой буферный объем камеры инжектора и два крионасоса, установленных сверху на вакуумной камере инжектора. Каждый криогенный насос имеет в молекулярном режиме номинальную скорость откачки по водороду 80×10^3 л/с. На фланцах насосов расположены два патрубка для заполнения внутренних криостатов жидким азотом. Для охлаждения криопанелей в насосах используется криокулер Sumitomo RDK-415D с компрессором W71C, что обеспечивает охлаждение до температуры 3.5 К второй ступени и около 20 К первой ступени. Охлаждающей способности первой ступени недостаточно, чтобы обеспечить защиту от теплового излучения находящихся при комнатной температуре стенок камеры и внутренних элементов пучкового тракта, которые могут иметь еще более высокую температуру, поэтому применяется дополнительный радиационный экран, охлаждаемый жидким азотом. Изготовленная из меди криопанель экрана площадью 1.44 м^2 крепится ко второй ступени криокулера и расположена между медно-шеvronной перегородкой (площадью 1.13 м^2), охлаждаемой жидким азотом, и медным экраном, присоединенным к первой ступени криокулера. Общая мощность охлаждения криокулера 60 Вт, а с учетом массы его компонентов для захолаживания крионасоса в целом требуется

порядка 25 ч. Расход жидкого азота в штатном режиме составляет 3–4 л/ч. Регенерация крионасосов производится путем прогрева криостатов с жидким азотом до комнатной температуры и отключения криокулеров. Выделяющиеся из крионасосов во время регенерации газы удаляются из вакуумной камеры турбомолекулярным насосом.

Система электропитания инжектора содержит следующие устройства и блоки: источник высоковольтного питания с активными и пассивными устройствами защиты инжектора от пробоев, ВЧ-генератор с источником анодного питания, устройство питания второй сетки ионного источника, устройство питания отклоняющего электромагнита, блоки питания газовых клапанов, блок питания устройства поджига и ряд других вспомогательных источников питания. Главной особенностью системы электропитания инжектора является то, что корпус плазменной камеры вместе с ВЧ-антенной, газовым клапаном и устройством поджига во время работы инжектора находятся под напряжением источника высоковольтного питания (до 50 кВ). Напряжение изоляции этих устройств должно быть не менее 60 кВ. Мощность от ВЧ-генератора (до 60 кВт), выходной каскад которого построен на основе мощного лампового тетрода, поступает на антенну ионного источника через разделительный трансформатор. Напряжение на второй сетке формируется с помощью независимого управляемого источника отрицательного напряжения (до -1000 В). Источник высоковольтного питания инжектора состоит из понижающего многообмоточного трансформатора и 54 последовательно включенных выпрямительных модулей с ключами на основе IGBT-транзисторов, каждый из которых формирует на своем выходе напряжение 1 кВ. Выпрямительные модули питаются от вторичных обмоток трехфазного трансформатора мощностью 2 МВт, половина которых соединена в “треугольник”, а другая половина – в “звезду” для снижения уровня пульсаций. Первичные обмотки трансформатора питаются от трехфазной сети 10 кВ.

Система водяного охлаждения предназначена для отвода тепла от теплонапряженных узлов и устройств инжектора. Она построена на основе холодильной машины с замкнутым первичным контуром с дистиллированной водой. К компонентам инжектора вода подается двумя специальными насосами из бака объемом около 0.6 м³ под давлением до 6 атм.

Система напуска рабочего газа предназначена для дозированной подачи газа в ГРК ионного источника и нейтрализатор. Она включает два импульсных электромагнитных клапана с ограничивающими поток газа диафрагмами, два буферных объема (по 2 л каждый) с рабочим газом (водород, дейтерий), оснащенных манометрами и, соответ-

ственно, два баллона с запасом рабочих газов, оборудованных редукторами. Имеется система вентилей для оперативной замены рабочего газа и прокачки газовых магистралей, поскольку рабочий газ должен иметь максимально возможную степень очистки из-за непосредственного влияния на чистоту инжектируемого в токамак пучка. Во время работы инжектора импульсный клапан ГРК находится под высоким потенциалом и гальванически развязан от буферных объемов, давление рабочего газа в которых поддерживается на уровне примерно 0.2 МПа.

Система управления и сбора данных (СУСД) позволяет дистанционно управлять технологическими процессами подготовки и работой инжектора в целом. Она построена на основе промышленного компьютера со специализированной программой управления, блока гальванических развязок с модулями цифро-аналогового и аналого-цифрового преобразователей, цифровых входов/выходов и таймирования. С помощью СУСД осуществляется дистанционное управление подсистемами инжектора и их контроль, задание временной диаграммы их работы, ввод уставок напряжений или токов его систем питания, контроль состояний блокировок и автоматизированный сбор информации о функционировании систем инжектора в целом.

МОДЕРНИЗАЦИЯ ИНЖЕКТОРА АТОМОВ НИ-1

В сферическом токамаке Глобус-М2 тороидальное магнитное поле и ток плазмы повышены более чем в два раза по сравнению с Глобусом-М [12], вследствие чего ожидается существенное увеличение плотности плазмы. Для эффективного ее нагрева необходимо увеличить энергию инжектируемых частиц, чтобы обеспечить оптимальную глубину проникновения пучка атомов в плазму до момента их ионизации. Программа модернизации комплекса нейтральной инжекции токамака Глобус-М включала в себя усовершенствование существующего инжектора атомов НИ-1, подробное описание узлов и систем которого представлено в [3]. На НИ-1 в зависимости от экспериментальных нужд устанавливается либо ионный источник ИПМ-1 (мощность инжекции до 1 МВт), либо ИПМ-2 (мощность инжекции до 0.5 МВт). В рамках модернизации НИ-1 разработан новый трехэлектродный ионный источник ИПМ-3, который отличается от предшественников ИПМ-1 и ИПМ-2 конструкцией высоковольтного изоляторного узла (ВИУ) и щелевой ионно-оптической системы, но сохраняет при этом преимущества плазменного эмиттера с использованием дугового разряда. Проектные характеристики нового ионного источника представлены в табл. 2.

Таблица 2. Проектные характеристики ИПМ-3

Максимальная мощность пучка ионов водорода, МВт	2.4
Максимальная длительность импульса пучка, мс	до 300
Угол расхождения пучка, градус:	
– горизонтальный (<i>вдоль щелей</i>)	не хуже ± 0.6
– вертикальный (<i>поперек щелей</i>)	не хуже ± 1.5
Максимальный ток ионного пучка на водороде, А	60
Размер газоразрядной камеры, мм	$200 \times 330 \times 130$
Размер эмиссионной поверхности, мм	120×250
Прозрачность щелевой оптики, %	не хуже 50
Ток нагрузки отрицательного электрода, А	до 7
Фокусное расстояние в вертикальной и в горизонтальной плоскостях, м	3.0–3.5
Ток накала катодов, А	1200
Напряжение накала катодов, В	10.5
Ток разряда, А	до 1300
Напряжение разряда, В	до 70
Пауза между импульсами, с	не менее 120

ИОС нового источника состоит из трех многощелевых электродов: эмиссионного (ЭЭ), отрицательного (ОЭ) и заземленного (ЗЭ). ЭЭ закрывает торец ГРК, на его щелях электрическое поле, созданное в зазоре между первой парой электродов, формирует плазменный эмиттер и извлекает поток ионов. ОЭ, находящийся под отрицательным потенциалом, обеспечивает оптимальную фокусировку отдельных ионных пучков, выходящих из щелей ЭЭ, а также служит для запираания обратного потока электронов из вторичной плазмы. Третий электрод накоротко заземлен на корпус инжектора и обеспечивает “нулевой потенциал” выходящего ионного пучка. Для крепления электродов ИОС предназначен ВИУ, который представляет собой три медных кольцеобразных фланца, соединенных между собой через цилиндрические керамические изоляторы диаметром 454 мм (высота 80 и 15 мм) с помощью текстолитовых шпилек. Решетки ЭЭ установлены непосредственно на эмиссионном фланце ВИУ. Решетки двух других электродов установлены внутри ВИУ с помощью металлических подставок, закрепленных на соответствующих фланцах. Общий вид ВИУ с закрепленной на нем ИОС источника ИПМ-3 приведен на рис. 4.

Для выбора форм, размеров щелей в электродах, а также расстояний между ними выполнено моделирование с помощью программы PBGUNS (Particle Beam GUN Simulation) [13]. Расчеты проводили для максимальных параметров водородного пучка при приложенном ускоряющем напряжении 40 кВ. Достигнутая оптимальная геометрия элементарной ячейки показана на рис. 5. Зазор между ЭЭ и ОЭ равен 6.0 мм, между ОЭ и

ЗЭ – 1.5 мм. Оптимальная эмиссионная плотность тока составила примерно 4 мА/мм².

Каждый электрод ИОС выполнен в виде 5 отдельных сеток. Для примера на рис. 6 показана одна сетка ЭЭ размером 120 мм в высоту и 50 мм в ширину. Таким образом, суммарная площадь эмиссионной поверхности составляет 120×250 мм². Рабочую область сетки ЭЭ заполняют 27 щелей (каждая размером 3×38 мм), в результате общая площадь эмиссионных отверстий составляет около 15000 мм², что соответствует прозрачности 50%. Все сетки имеют толщину 3 мм, сетки ЭЭ выполнены из молибдена марки ЦМ2А, сетки двух остальных электродов – из хромоциркониевой бронзы марки БрХЦр. Для отвода тепла от них между импульсами предусмотрены водяные каналы охлаждения. Отверстия для крепления сеток к электродам с одной из сторон сделаны овальными для компенсации тепловых расширений, возникающих во время выстрела инжектора. Рабочая поверхность сеток имеет цилиндрическую кривизну вдоль щелей, плюс к этому сетки ОЭ смещены относительно сеток ЭЭ, что обеспечивает фокусное расстояние ИОС 3.0–3.5 м. Как было отмечено выше, при ускоряющем напряжении 40 кВ оптимальная извлекаемая плотность тока в элементарном пучке на водороде составляет ~ 4 мА/мм², что дает с учетом прозрачности ИОС полный ток ионов 60 А.

ГРК нового ионного источника полностью подготовлена к работе, проведены ее испытания путем постепенного увеличения разрядного тока от 250 А до примерно 1300 А (номинальное значение), при этом вольт-амперная характеристика дугового разряда на водороде и на дейтерии представлена на рис. 7.

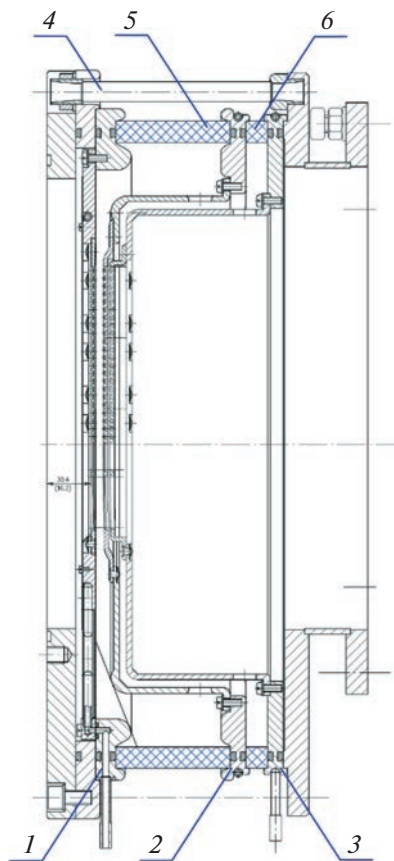


Рис. 4. ВИУ в сборе с ИОС, сечение вдоль (верхняя половина) и поперек щелей (нижняя половина): 1 – фланец ЭЭ, 2 – фланец ОЭ, 3 – фланец ЗЭ, 4 – текстолитовые стягивающие шпильки, 5 – основной керамический изолятор (50 кВ), 6 – вспомогательный керамический изолятор (5 кВ).

ВИУ в сборе с ИОС источника ИПМ-3 находится на заключительном этапе изготовления. Для его полноценной работы в схему высоко-

вольтного питания добавлен повышающий автотрансформатор, позволяющий расширить верхнюю границу диапазона получаемых напряжений до 40 кВ [9]. Внедрена новая система напуска газа в ГРК источника ионов (на основе пьезоэлектрического клапана), обеспечивающая возможность регулировать режим горения дугового разряда и параметры плазменного эмиттера ионов для получения оптимального по форме, фокусировке и мощности атомного пучка [14]. Проведена модернизация зондовой диагностики пучка атомов НИ-1, которая повысила скорость и точность обработки сигналов с вторично-эмиссионных зондов, что существенно ускорило и упростило процесс оптимизации параметров инжектируемого пучка.

Проведена реновация ионно-оптической системы источника ИПМ-2, которая с течением времени перестала соответствовать проектным параметрам. В результате реновации удалось добиться хорошей фокусировки по вертикали, однако фокусировка пучка в горизонтальной плоскости несколько ухудшилась из-за отсутствия формовки решеток ОЭ. Поперечные размеры пучка на калориметре составили 70×170 мм (на уровне 90% мощности). Тем не менее полная инжектируемая мощность дейтериевого пучка составила 500 кВт, что соответствует проектным параметрам. Таким образом, проведенная реновация ИПМ-2 позволила проводить эксперименты по нейтральной инжекции на сферическом токамаке Глобус-М2 [15].

ПОДГОТОВКА К ЭКСПЕРИМЕНТАМ И ВЫВОД НА ПРОЕКТНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ИНЖЕКТОРА АТОМОВ НИ-2

На первом этапе подготовки к экспериментам инжектора НИ-2 выполнен анализ возможных вариантов геометрии инжекции и на его основе разработана схема эксперимента по вводу в раз-

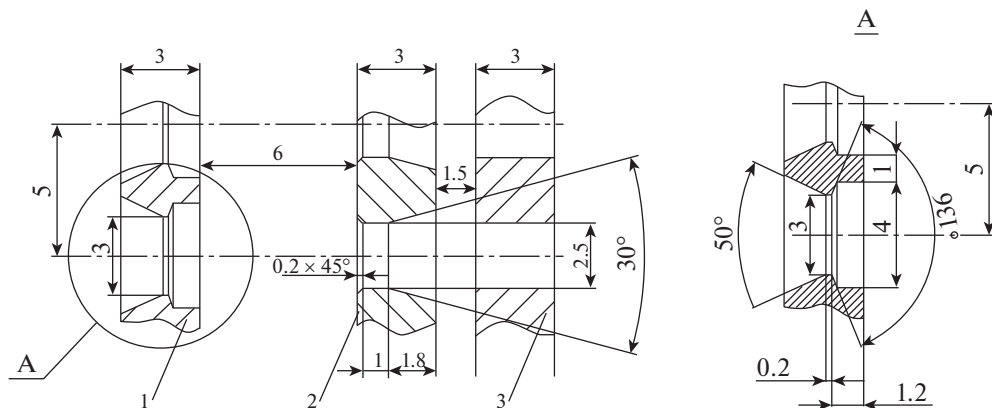


Рис. 5. Геометрия элементарной ячейки ИПМ-3: 1 – ЭЭ, 2 – ОЭ, 3 – ЗЭ.



Рис. 6. Трехмерная модель сетки ЭЭ.

ряд токамака второго пучка атомов высокой энергии, которая представлена на рис. 8. Оба атомных пучка от двух инжекторов было решено направить вдоль тока плазмы (коинжекция). Выбор оптимальной геометрии инжекции сделан на основе расчетов прямых потерь быстрых частиц для доступных значений прицельного параметра (0.27–0.32 м) нового инжектора, которые были выполнены с помощью трехмерного алгоритма, отслеживающего траектории частиц [16]. Внутренняя стенка приемных патрубков камеры токамака напротив обоих инжекторов облицована защитными графитовыми плитками. Для обоих инжекторов организована быстрая защита по длительности, благодаря которой при срыве плазменного разряда пучки практически мгновенно выключаются.

При максимально достижимом в токамаке Глобус-М2 тороидальном магнитном поле 1 Тл и токе плазмы 0.5 МА полученные прямые потери составили менее 5%, что находится в пределах вычислительной погрешности для всех доступных значений прицельного параметра, поэтому оптимизация прицельного параметра была проведена на основании расчетов при уменьшенном тороидальном магнитном поле 0.7 Тл и токе плазмы 0.3 МА для двух значений усредненной по объему плотности плазмы (5.0×10^{19} и $1.0 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$) при энергии инжекции 40 кэВ. Результаты этого анализа показаны на рис. 9, на котором представлена зависимость прямых потерь быстрых частиц от возможных значений прицельного параметра второго инжектора. На основе этих расчетов и с учетом конструктивных ограничений прицельный параметр инжектора НИ-2 был выбран 0.3 м.

На втором этапе подготовки произведена сборка и установка инжектора НИ-2 и всех его вспомогательных систем в экспериментальном зале токамака. Осуществлена их наладка и проверка, а также высоковольтные испытания источников питания и компонентов ИОС инжектора, вакуумные и гидравлические испытания его узлов [17]. Для обеспечения тангенциальной инжекции пучка атомов инжектора НИ-2 в камеру токамака его круглый порт диаметром 0.4 м был оборудован косым патрубком с углом наклона, обеспечивающим полное прохождение пучка с

выбранным прицельным параметром 0.3 м. Затем инжектор был подсоединен к камере токамака через вакуумный затвор с помощью стыковочного узла, обеспечивающего гальваническую и механическую развязки, а также обрезающего по ширине часть пучка (потери мощности менее 6%), чтобы он не касался стенок входного патрубка токамака.

На заключительном этапе проведены пусконаладочные работы, в ходе которых инжектор НИ-2 выведен на проектные параметры. Получен пучок атомов дейтерия с энергией частиц 50 кэВ мощностью $1.00 \pm 0.05 \text{ МВт}$, измерены его электротехнические характеристики (см. рис. 10), геометрические размеры и энергетический спектр.

Для измерения размеров пучка и пространственного распределения его мощности по сечению, как было описано выше, используется калориметр. Он представляет собой набор водоохлаждаемых трубок, составленных в виде двух пластин (левой и правой), на каждой из которых установлен набор из 6 разнесенных в пространстве термопар, измеряющих температуру охлаждаемых водой труб. На каждой пластине термопары расположены симметрично по 5 штук в вертикальной плоскости (одна центральная и по 2 термопары вверх и вниз на расстоянии 40 мм друг от друга каждая) и еще по одной в горизон-

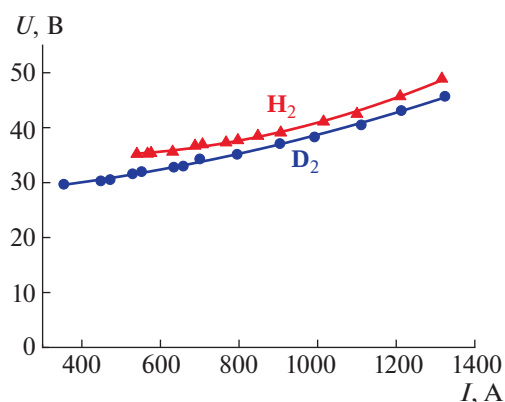


Рис. 7. Вольт-амперная характеристика дугового разряда в ГРК источника ИПМ-3.

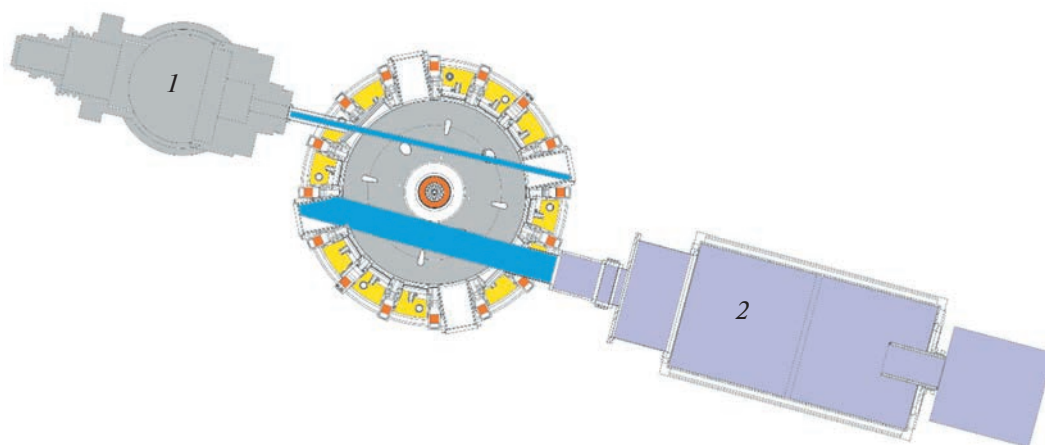


Рис. 8. Схема эксперимента по дополнительному нагреву плазмы токамака с помощью инжекторов 1 – НИ-1 и 2 – НИ-2.

тальной плоскости (на расстоянии 40 мм от центральной). Величина потока воды, проходящего через пластины калориметра, известна, поэтому, интегрируя подъем сигнала с термопар во время импульса пучка, получаем значение отводимой водой тепловой энергии. Оно пропорционально плотности мощности пучка, локально попадающей на трубку калориметра, за которой расположена термопара. Для примера, на рис. 11 изображен типичный вид получаемых температурных зависимостей во времени со всех термопар левой створки калориметра, а также рассчитанный на основе этих данных профиль мощности атомного пучка длительностью 100 мс и электрической мощностью 1.35 МВт (энергия частиц пучка

50 кэВ, ток пучка 27 А), осциллограммы сигналов которого изображены на рис. 10.

Для ускоряющего напряжения 50 кВ после предварительного подбора напряжения, подаваемого на вторую сетку (–790 В), проведено сканирование по току пучка (от 23 до 30 А), результаты экспериментов показаны на рис. 12, на котором изображена получившаяся зависимость диаметра пучка на уровне мощности $1/e$ от его тока. Таким образом подобран оптимальный ток пучка (от 25 до 27 А), который соответствует минимальным геометрическим размерам (не более 95 мм по уровню мощности $1/e$) и наилучшей фокусировке пучка. Аналогичные измерения выполнены для всего рабочего диапазона прикладываемого ускоряющего напряжения 30–50 кВ в широком интервале токов пучка как для водородной, так и для дейтериевой инжекции. Результаты проведенных экспериментов представлены на рис. 13. В итоге, диаметр как водородного, так и дейтериевого пучка на калориметре не превышает 110 мм по уровню мощности $1/e$ для всего рабочего диапазона прикладываемого ускоряющего напряжения, а профиль мощности пучка имеет гауссову форму.

Для оптимального по фокусировке дейтериевого пучка с энергией частиц 50 кэВ измерен его энергетический спектр с помощью спектроскопической диагностики доплеровского сдвига линий излучения. Методика измерений подробно описана в [18]. В инжекторе НИ-2 для сбора излучения, рожденного вследствие взаимодействия частиц инжектируемого пучка с остаточным газом, предусмотрен специальный порт, расположенный со стороны калориметра. С помощью объектива, к выходу которого подсоединен оптоволоконный кабель, через этот порт навстречу направлению распространения пучка собирается

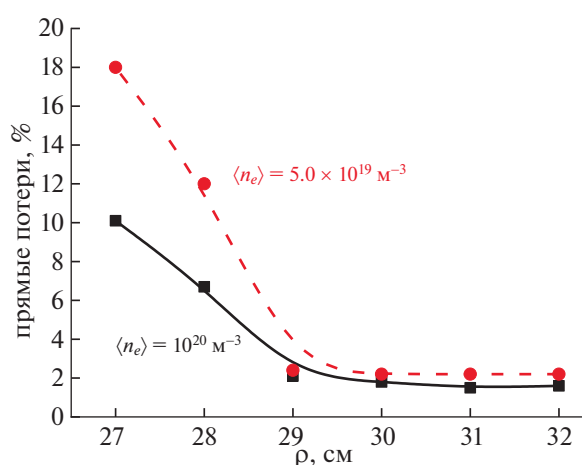


Рис. 9. Зависимость прямых потерь быстрых частиц с энергией 40 кэВ от прицельного параметра инжектора НИ-2 при $B_t = 0.7$ Тл и $I_p = 0.3$ МА для случая $\langle n_e \rangle = 5.0 \times 10^{19}$ (точки и штриховая линия) и $1.0 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$ (квадраты и сплошная линия).

свет. Как было отмечено ранее, при прохождении пучка через перезарядную мишень в нейтрализаторе преимущественно образуются быстрые атомы D_1^0 трех различных энергий E , $E/2$, $E/3$ (E — основная энергия) соответственно из быстрых ионов D_1^+ , D_2^+ , D_3^+ . На выходе из нейтрализатора магнитным полем из пучка удаляются заряженные частицы. Оставшиеся в пучке атомы из-за соударений с фоновым газом возбуждаются и излучают линию D_α . При регистрации излучения наблюдают 5 линий: одна соответствует несдвинутой линии D_α от фонового газа; три других, сильно смещенных в результате эффекта Доплера, соответствуют частицам со скоростями $\sqrt{2}v$, $v/\sqrt{2}$, $v/\sqrt{3}$ ($v = \sqrt{2E/M}$, M — масса частиц пучка) и одна — примесным добавкам, как правило, с энергией $E/10$. Это излучение собирается оптоволоконным спектрометром. Оптический метод определения очень удобен (главное преимущество — бесконтактность), так как позволяет определять состав пучка непосредственно во время плазменного эксперимента. Пример спектра излучения за выстрел дейтериевого пучка с $E = 50$ кэВ (время экспозиции 100 мс) приведен на рис. 14. Полученный энергетический спектр был обработан и подвергнут анализу, который показал, что 36% относительной доли переносимого тока в атомарном пучке приходится на компонент с основной энергией, на компонент с энергией $E/2$ — 40%, на компонент с энергией $E/3$ — 22%, а на компонент с энергией $E/10$ — 2%.

Мощность атомного пучка P_{nb} на выходе инжектора представляет сумму мощностей трех основных компонентов с энергией E , $E/2$, $E/3$ и примесного с энергией $E/10$. P_{nb} можно приблизительно рассчитать, зная мощность ионного пучка $P_{ib} = U_{beam} I_{beam}$, которая составляет 1.35 МВт для дейтериевого пучка в режиме работы инжектора, представленном на рис. 10. При этом необходимо учесть потери на преобразование ионного пучка в атомный в камере перезарядки η_{io} , а также потери на транспортировку и обрезание части пучка проходными диафрагмами инжектора η_{tr} . В результате

$$P_{nb} = \eta_{io} \eta_{tr} P_{ib}.$$

Параметр η_{tr} зависит от фокусировки, прицельного положения оси пучка относительно оси атомпровода и потерь на реионизацию (то есть от вакуумных условий вдоль атомного тракта пучка) и составляет 0.85–0.95. Параметр η_{io} определяется сечениями атомных процессов, происходящих в нейтрализаторе, зависит от энергии ионов и, следовательно, компонентного состава ионного пучка с учетом различной эффективности нейтрализации его компонентов, а также оптимально подобранной “оптической” толщины газовой мишени

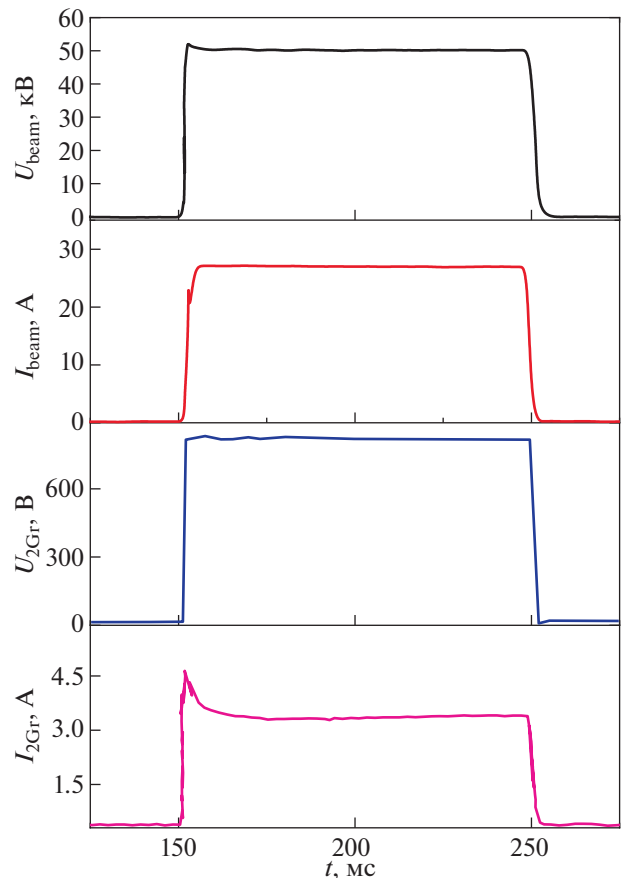


Рис. 10. Осциллограммы основных сигналов системы электропитания инжектора НИ-2 во время генерации дейтериевого пучка длительностью 100 мс: U_{beam} — приложенное ускоряющее напряжение; I_{beam} — полный ток ионного пучка; U_{2Gr} — отрицательное напряжение второй сетки; I_{2Gr} — ток нагрузки второй сетки.

и равняется 0.5–0.8 (при $U_{beam} = 20$ –50 кВ). Для компонента с основной энергией (50 кэВ) дейтериевого пучка D^+ коэффициент нейтрализации составляет 76%, для компонента с половинной энергией D_2^+ — 84%, для компонента с энергией в одну треть D_3^+ — 87%, для компонента с энергией в одну десятую D_2O^+ — 92% [11]. Компонентный состав ионного пучка (то есть величины относительных долей переносимого тока каждым из его компонентов) определяют с помощью спектроскопии доплеровского сдвига: для 50 кэВ дейтериевого пучка D^+ : D_2^+ : D_3^+ : D_2O^+ = 0.36: 0.40: 0.22: 0.02 при оптимальном вытягиваемом ионном токе 27 А. Таким образом, на компонент D^+ приходится 9.7 А, на компонент D_2^+ — 10.8 А, на компонент D_3^+ — 5.9 А, а на компонент D_2O^+ — 0.6 А. Приняв во внимание разный равновесный коэффициент нейтрализации для каждого энергетиче-

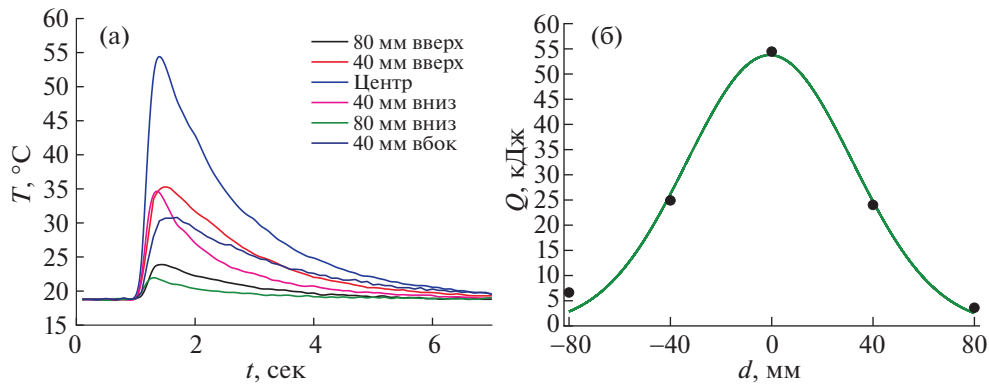


Рис. 11. Температурная зависимость от времени сигналов с термопар левой створки калориметра (а) и рассчитанный на основе этих данных профиль мощности пучка (б).

ского компонента ионного пучка, получают параметр

$$\eta_{io} = 0.36 \times 0.76 + 0.40 \times 0.84 + 0.22 \times 0.87 + 0.02 \times 0.92 = 0.82$$

В результате мощность 50 кэВ дейтериевого пучка на выходе инжектора составляет 1.00 ± 0.05 МВт.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ С ИНЖЕКЦИЕЙ ДВУХ АТОМНЫХ ПУЧКОВ В ПЛАЗМУ ТОКАМАКА ГЛОБУС-М2

В соответствии с выбранной схемой (рис. 8) проведена серия экспериментов по дополнительному нагреву дейтериевой плазмы токамака Глобус-М2 двумя дейтериевыми пучками НИ-1 и НИ-2. Плазма установки имела диверторную конфигурацию, смещение центра внешней магнитной поверхности по большому радиусу отно-

сительно геометрического центра камеры составляло -2 см, $B_t = 0.9$ Тл, $I_p = 0.4$ МА. Нейтральный пучок НИ-2 мощностью 0.95 МВт с энергией частиц 46 кэВ включался на 150 мс разряда на стадии роста тока плазмы, при этом постепенно увеличивался суммарный поток мощности через границу плазмы, что приводило к возникновению L–H-перехода. Дейтериевый пучок НИ-1 мощностью 0.5 МВт с энергией частиц 28 кэВ инжектировали на 180 мс разряда на стадии плато тока плазмы, что вызывало сильное повышение температуры ионов и, как следствие, увеличение запасенной в плазме энергии. К моменту начала инжекции НИ-1 средняя плотность плазмы составляла $5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. На рис. 15 показаны пространственные распределения электронной и ионной температур, а также профиль концентрации электронов, измеренные в разряде № 42416 в экваториальной плоскости токамака. Температу-

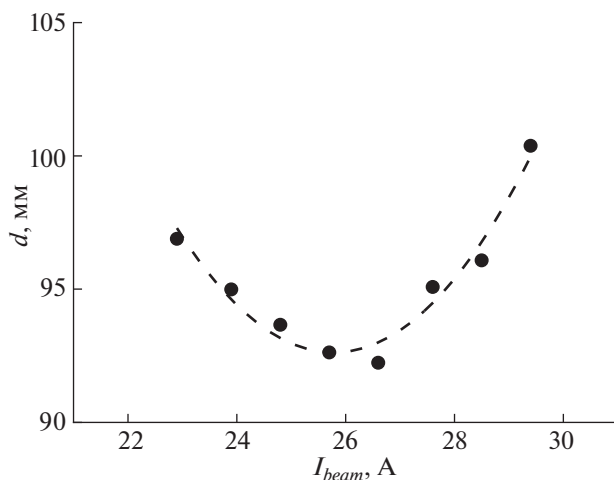


Рис. 12. Зависимость ширины пучка по уровню мощности I/e от его тока.

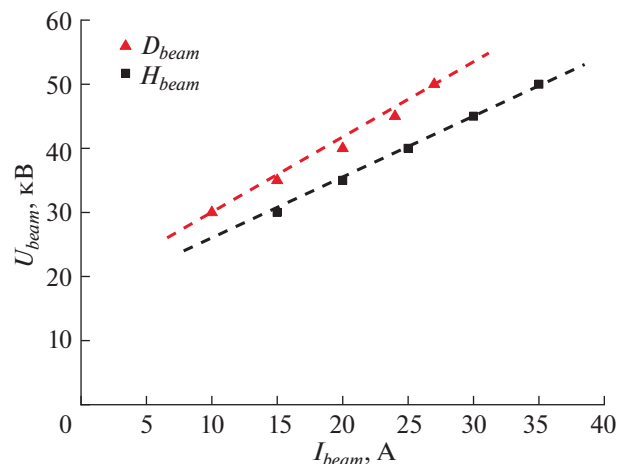


Рис. 13. Зависимость оптимального тока пучка от приложенного ускоряющего напряжения инжектора НИ-2.

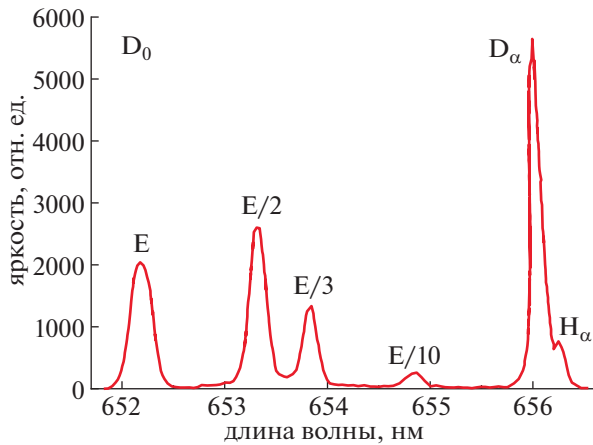


Рис. 14. Спектр излучения дейтериевого атомарного пучка с основной энергией частиц $E = 50$ кэВ.

ра ионов, измеренная с помощью CXRS-диагностики [19] по линии излучения пятикратно ионизированного примесного иона углерода C^{5+} (длина волны излучения $\lambda_0 = 5290.525$ Å), хорошо согласуется с данными активной диагностики NPA [20], измерения которой локализованы в области пересечения пучка НИ-1 с линией наблюдения NPA. Обе диагностики демонстрируют повышение температуры ионов до 4 кэВ при инжекции второго пучка. Электронная температура на оси плазмы, измеренная с помощью диагностики томсоновского рассеяния (TS) [21], почти не изменяется и остается на уровне 1.5 кэВ в течение всего периода инжекции пучка НИ-1, при этом плотность плазмы значительно возрастает. Данные диагностики CXRS показывают, что инжекция нейтральных пучков в плазму передает ей значительный крутящий момент, в результате че-

го в приосевой области скорость тороидального вращения плазмы в разряде № 42416 достигает 140 км/с.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате модернизации комплекса нейтральной инжекции токамака Глобус-М2 установлен второй инжектор атомов НИ-2 и усовершенствован существующий инжектор атомов НИ-1.

Для инжектора НИ-1 разработан новый трех-электродный ионный источник ИПМ-3, который отличается от предшественников ИПМ-1 и ИПМ-2 конструкцией высоковольтного изоляторного узла и щелевой ионно-оптической системы, но сохраняет при этом преимущества плазменного эмиттера с использованием дугового разряда. ИПМ-3 позволит инжектировать в плазму токамака пучок атомов с энергией до 40 кэВ и мощностью до 1 МВт. На сегодняшний день ВИУ в сборе с ИОС источника ИПМ-3 находится на заключительном этапе изготовления, а его ГРК полностью подготовлена к работе. Параллельно проведена реновация ионно-оптической системы источника ИПМ-2, в результате которой удалось добиться хорошей фокусировки пучка. Его поперечные размеры на приемнике пучка/калориметре составили 70×170 мм (на уровне 90% мощности), а полная инжектируемая мощность дейтериевого пучка достигла 0.5 МВт.

Для инжектора НИ-2 выполнен анализ возможных вариантов геометрии инжекции, и на его основе разработана схема эксперимента по вводу в разряд токамака второго пучка атомов высокой энергии. Оба атомных пучка от двух инжекторов было решено направить вдоль тока плазмы (ко-инжекция). На основе проведенных расчетов

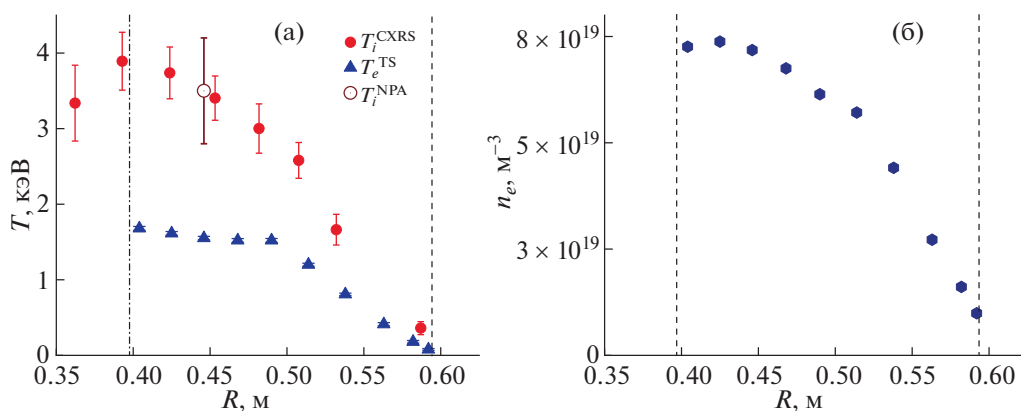


Рис. 15. Пространственные распределения электронной и ионной температур (а), профиль плотности электронов (б), измеренные на 192 мс разряда № 42416 при $B_t = 0.9$ Тл и $I_p = 0.4$ МА с дейтериевой инжекцией (пучок НИ-1: мощность 0.5 МВт, энергия 28 кэВ; пучок НИ-2: мощность 0.95 МВт, энергия 46 кэВ). Вертикальная линия слева соответствует положению магнитной оси, справа — последней замкнутой магнитной поверхности.

прямых потерь быстрых частиц и с учетом конструктивных ограничений прицельный параметр инжектора НИ-2 был выбран равным 30 см. В соответствии с выбранной схемой эксперимента произведена сборка и установка инжектора НИ-2 и всех его вспомогательных систем в экспериментальном зале токамака. Осуществлена их наладка и проверка. Произведена стыковка инжектора НИ-2 к камере токамака. Проведены пусконаладочные работы, в ходе которых инжектор НИ-2 выведен на проектные параметры. Получен пучок атомов дейтерия с энергией частиц 50 кэВ и измерены его электротехнические характеристики. Для указанного пучка произведен подбор оптимального тока (27 А), соответствующего его минимальным геометрическим размерам (не более 95 мм по уровню мощности $1/e$) и наилучшей фокусировке. С помощью спектроскопической диагностики для сфокусированного дейтериевого пучка с энергией частиц 50 кэВ измерен энергетический спектр, на основе которого рассчитана мощность пучка на калориметре, которая составила 1.00 ± 0.05 МВт. Проведены измерения оптимального тока пучка во всем рабочем диапазоне прикладываемого ускоряющего напряжения 30–50 кВ как для водородной, так и для дейтериевой инжекции. В итоге, диаметр как водородного, так и дейтериевого пучка на калориметре не превышает 110 мм по уровню мощности $1/e$ во всем рабочем диапазоне прикладываемого ускоряющего напряжения, а профиль мощности пучка имеет гауссову форму.

В результате для проведения экспериментов по дополнительному нагреву плазмы на установке Глобус-М2 введен в эксплуатацию и выведен на проектные параметры новый инжектор атомов высокой энергии НИ-2, способный генерировать пучок атомов водорода или дейтерия с энергией частиц до 50 кэВ при длительности импульса до 1 с.

В экспериментах по дополнительному нагреву плазмы токамака Глобус-М2 посредством инжекции двух пучков атомов НИ-1 и НИ-2 получен стабильный воспроизводимый режим работы с высокой ионной температурой T_i порядка 4 кэВ, значительно превышающей электронную T_e 1.5 кэВ. Это достижение позволило приблизиться к области экспериментальных параметров, характерных для термоядерного реактора.

Работы проведены на УНУ “Сферический токамак Глобус-М”, входящей в состав ФЦКП “Материаловедение и диагностика в передовых технологиях”. Исследования в разделе “Подготовка к экспериментам и вывод на проектные параметры инжектора атомов НИ-2” выполнены в рамках государственного задания 0040-2019-0023. Разработка новой трехэлектродной ИОС ионного источника ИПМ-3 частично выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образова-

ния РФ в рамках государственного задания (шифр научной темы FWGM-2022-0016). Эксперименты с инжекцией двух атомных пучков в плазму токамака Глобус-М2 выполнены в рамках государственного задания 0034-2021-0001.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

У авторов нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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., Konovalov 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., Zhilin E.G. // Nucl. Fusion. 2017. V. 57. P. 066047. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa69e0>
2. Gusev V.K., Golant V.E., Gusakov E.Z., D'yachenko V.V., Irzak M.A., Minaev V.B., Mukhin E.E., Novokhatskii A.N., Podushnikova K.A., Razdobarin G.T., Sakharov N.V., Tregubova E.N., Uzlov V.S., Shcherbinin O.N., Belyakov V.A., Kavin A.A., Kostsov Yu.A., Kuz'min E.G., Soikin V.F., Kuznetsov E.A., Yagnov V.A. // Tech. Phys. 1999. V. 44. № 9. P. 1054. <https://doi.org/10.1134/1.1259469>
3. Gusev V.K., Dech A.V., Esipov L.A., Minaev V.B., Barsukov A.G., Igon'kina G.B., Kuznetsov V.V., Panasenkov A.A., Sokolov M.M., Tilinin G.N., Lupin A.V., Markov V.K. // Tech. Phys. 2007. V. 52. № 9. P. 1127. <https://doi.org/10.1134/S1063784207090058>
4. Heidbrink W.W., Sadler G.J. // Nucl. Fusion. 1994. V. 34. № 4. P. 535. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/34/4/I07>
5. Kurskiev G.S., Miroshnikov I.V., Sakharov N.V., Gusev V.K., Petrov Yu.V., Minaev V.B., Balachenkov I.M., Bakharev N.N., Chernyshev F.V., Goryainov V.Yu., Kavin A.A., Khromov N.A., Kiselev E.O., Krikunov S.V., Lobanov K.M., Melnik A.D., Novokhatskii A.N., Filipov S.V., Zhiltsov N.S., Mineev A.E., Mukhin E.E., Patrov M.I., Petrov A.V., Ponomarenko A.M., Solokha V.V., Shulyatiev K.D., Shchegolev P.B., Skrekel O.M., Telnova A.Yu., Tkachenko E.E., Tukhmeneva E.A., Tokarev V.A., Tolstyakov S.Yu., Varfolomeev V.I., Voronin A.V., Yashin A.Yu., Solovey V.A., Zhilin E.G. // Nucl. Fusion. 2022. V. 62. № 10. P. 104002. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac881d>
6. Petty C.C., Wade M.R., Kinsey J.E., Groebner R.J., Luce T.C., Staebler G.M. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. № 18. P. 3661
7. Fasoli A., Gormenzano C., Berk H.L., Breizman B., Briguglio S., Darrow D.S., Gorelenkov N., Heidbrink W.W., Jaun A., Konovalov S.V., Nazikian R., Noterdaeme J.M., Sharapov S., Shinohara K., Testa D., Tobita K., Todo Y., Vlad G., Zonca F. // Nucl. Fusion. 2007. V. 47. № 6.

- P. S264.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/47/6/S05>
8. Schlossberg D.J., McKee G.R., Fonck R.J., Burrell K.H., Gohil P., Groebner R.J., Shafer M.W., Solomon W.M., Wang G. // *Phys. Plasmas*. 2009. V. 16. № 8. P. 080701. <https://doi.org/10.1063/1.3192766>
 9. Shchegolev P.B., Minaev V.B., Telnova A.Yu., Bakharev N.N., Goncharov P.R., Gusev V.K., Kurskiev G.S., Miroshnikov I.V., Patrov M.I., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Shikhovtsev I.V., Tolstyakov S.Yu. // *J. Phys. Conf. Ser.* 2017. V. 907. № 1. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/907/1/012013>
 10. Sorokin A., Belov V., Davydenko V., Deichuli P., Ivanov A., Podyminogin A., Shikhovtsev I., Shulzhenko G., Stupishin N., Tiunovet M. // *Rev. Sci. Instrum.* 2010. V. 81. № 2. P. 02B108. <https://doi.org/10.1063/1.3266141>
 11. Семашко Н.Н., Владимиров А.Н., Кузнецов В.В., Кулыгин В.М., Панасенков А.А. Инжекторы быстрых атомов водорода. М.: Энергоиздат, 1981.
 12. Bakharev N.N., Balachenkov I.M., Chernyshev F.V., Chugunov I.N., Dyachenko V.V., Gusev V.K., Iliasova M.V., Khilkevitch E.M., Khromov N.A., Kiselev E.O., Konovalov A.N., Kurskiev G.S., Minaev V.B., Melnik A.D., Miroshnikov I.V., Novokhatsky A.N., Patrov M.I., Petrov Y.V., Sakharov N.V., Shchegolev P.B., Shevelev A.E., Skrekel O.M., Telnova A.Y., Tokarev V.A., Tolstyakov S.Y., Tukhmeneva E.A., Varfolomeev V.I., Voronin A.V. // *Plasma Phys. Reports*. 2020. V. 46. № 7. P. 675–682. <https://doi.org/10.1134/S1063780X20070016>
 13. Boers J.E. // *Proc. IEEE Particle Accelerator Conference*, New York: American Physical Society. 1995. P. 2312
 14. Telnova A.Y., Minaev V.B., Shchegolev P.B., Razumenko D.V., Kurskiev G.S., Lupin A.V. // *Tech. Phys.* 2017. V. 62. № 7. P. 1112–1118. <https://doi.org/10.1134/S1063784217070246>
 15. Telnova A.Yu., Minaev V.B., Panasenkov A.A., Shchegolev P.B. // *Tech. Phys.* 2022. V. 92. № 4. P. 449. <https://doi.org/10.21883/TP.2022.04.53600.292-21>
 16. Bakharev N.N., Chernyshev F.V., Goncharov P.R., Gusev V.K., Iblyaminova 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.Y., Zadviitskiy G.V. // *Nucl. Fusion*. IOP Publishing, 2015. V. 55. № 4. P. 43023. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/4/043023>
 17. Telnova A.Yu., Minaev V.B., Shchegolev P.B., Bakharev N.N., Shikhovtsev I.V., Varfolomeev V.I. // *J. Phys. Conf. Ser.* 2019. V. 1400. № 7. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1400/7/077015>
 18. Щеголев П.Б., Минаев В.Б., Мирошников // *НТБ СПбГПУ*. 2012. Т. 4. № 158. С. 79–84
 19. Петров Ю.В. в этом выпуске
 20. 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., Skrekel O.M., Telnova A.Yu., Tukhmeneva E.A., Varfolomeev V.I. // *Plasma Phys. Control Fusion*. 2021. V. 63. № 12. P. 125036. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/ac3497>
 21. Kurskiev G.S., Zhiltsov N.S., Koval A.N., Kornev A.F., Makarov A.M., Mukhin E.E., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Solovey V.A., Tkachenko E.E., Tolstyakov S.Yu., Chernakov P.V. // *Tech. Phys. Letters*. 2022. V. 48. № 15. P. 78–82. <https://doi.org/10.21883/PJTF.2021.24.51799.19019>

УДК 533.9

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КОДА РАВНОВЕСИЯ PET И ДИАМАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ДЛЯ АНАЛИЗА ЗАПАСЕННОЙ В ПЛАЗМЕ ЭНЕРГИИ ПРИ ПУЧКОВОМ НАГРЕВЕ В ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-M2

© 2023 г. Е. Е. Ткаченко^{а,*}, Н. В. Сахаров^а, А. А. Кавин^б, Г. С. Курские^а, Н. С. Жильцов^а, И. В. Мирошников^а, Ю. В. Петров^а, В. Б. Минаев^а, Н. Н. Бахарев^а, Е. О. Киселев^а, А. Н. Новохацкий^а, А. Б. Минеев^б, В. В. Солоха^а, А. Ю. Тельнова^а, Е. А. Тюхменева^а, Н. А. Хромов^а, П. Б. Щеголев^а

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

^бАО “Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова (НИИЭФА)”, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: erina.tkachenko@yandex.ru

Поступила в редакцию 26.07.2023 г.

После доработки 06.10.2023 г.

Принята к публикации 06.10.2023 г.

Вычислены запасенная в плазме тепловая энергия W_p , нормализованная внутренняя индуктивность l_i и токовая бета β_I посредством равновесного кода PET со свободной границей. Алгоритм реконструкции равновесия сводится к итеративному методу минимизации двух параметров – расстояния между реконструированной границей плазмы и смоделированной кодом PET, а также разности диамагнитного потока от плазмы из PET и экспериментального. Анализовались разряды токамака Глобус-M2 с тороидальным магнитным полем до 0.9 Тл, током плазмы 0.3–0.4 МА в режиме с дополнительным нагревом двумя инжекторами атомов. Рассмотрена возможность использования приближенных формул для оценки W_p и l_i . Измеренный диамагнитный поток использовался для определения β_{dia} и последующего расчета W_{dia} . Нормализованная внутренняя индуктивность l_i дополнительно была определена из измеренного вертикального магнитного поля в предположении $\beta_p = \beta_{dia}$.

Ключевые слова: равновесие плазмы, запасенная в плазме энергия, нормализованная внутренняя индуктивность, диамагнитные измерения, токамак, Глобус-M2

DOI: 10.31857/S0367292123600991, **EDN:** CFIRYL

1. ВВЕДЕНИЕ

Для анализа результатов экспериментов необходимо определять такие параметры плазмы, как ее положение и форма поперечного сечения, вытянутость в вертикальном направлении, треугольность, положение магнитной оси, запасенную в плазме энергию W_p , нормализованную внутреннюю индуктивность плазмы l_i , коэффициент запаса устойчивости в центре и вблизи границы (q_{95}) и т.д. Для моделирования пристеночной плазмы кодом SOLPS-ITER требуются линии уровня магнитного потока вблизи границы плазмы и в области между плазмой и стенкой, а для моделирования процессов переноса – конфигурация магнитных поверхностей в объеме плазмы. Кроме того, карта магнитных поверхностей также нужна для сравнения результатов измерений, проводимых разными диагностиками.

Для расчета или реконструкции магнитного равновесия по данным магнитных измерений используются коды типа EFIT [1], PET [2], ryGSS [3] и им подобные, которые решают уравнение Грэда–Шафранова с использованием функций, аппроксимирующих профили теплового давления и плотности тороидального тока плазмы. При этом существует задача разделения интегральных параметров плазмы β_p и l_i , так как давление плазмы и плотность тока в уравнение равновесия входят совместно. Было показано, что данная задача решается для токамаков с достаточно вытянутым сечением [4], а в других случаях необходимо использовать дополнительную информацию о плазме, например, величину тороидального магнитного потока, измеренную диамагнитной петлей.

Если же необходима только информация о положении плазмы и геометрии последней замкнутой магнитной поверхности, достаточно воспользоваться более быстрым алгоритмом — методом токовых колец [5]. В этом методе реконструкция границы плазмы проводится на основании измеренных распределений внешних магнитных полей и потоков, токов в обмотках электромагнитной системы и тока плазмы. Данный метод позволяет определить геометрические параметры плазмы, такие как вытянутость, треугольность, объем и площадь полоидального сечения.

На токамаке Глобус-М2 [6, 7] при моделировании экспериментов систематически используется метод подвижных токовых колец (MMF — Method of movable filaments) [8]. Граница плазмы реконструируется по магнитным потокам, измеряемым 21 петлей, замкнутой по обходу тора. Петли расположены на поверхности камеры вблизи границы плазмы. Сигналы петель используются, помимо основного назначения, для расчета распределения тороидального тока, протекающего по камере. Также входными сигналами алгоритма являются токи во всех обмотках и ток плазмы.

Однако метод токовых колец не позволяет определить положение оси плазменного шнура, плазменную бегу, внутреннюю индуктивность, энергосодержание плазмы и карту внутренних магнитных поверхностей.

В данной работе описано применение равновесного кода РЕТ [2] со свободной границей для реконструкции равновесия плазмы в эксперименте на токамаке Глобус-М2. Задача равновесия плазмы решалась итеративным методом минимизации двух параметров — расстояния между реконструированной MMF границей плазмы и границей, смоделированной кодом РЕТ, а также разности сигналов, рассчитанных кодом РЕТ и измеренных диамагнитной петлей.

Реконструкция равновесия позволила проанализировать запасенную в плазме кинетическую энергию W_p в режиме с нагревом плазмы двумя инжекторами нейтральных частиц, в том числе, и в режиме с горячими ионами [9, 10].

Данная работа структурирована следующим образом. В разделе 2 приведено описание токамака Глобус-М2, его магнитных и кинетических диагностик, данные которых использовались в работе. Раздел 3 посвящен описанию равновесного кода РЕТ и алгоритму его применения на токамаке Глобус-М2. В разделе 4 приводится анализ запасенной в плазме энергии в режиме с нагревом плазмы двумя инжекторами нейтральных частиц. В разделе 5 рассмотрена возможность использования приближенных формул для первичной оценки β_p , W_p и I_i . Раздел 6 является заключительным и обобщает все результаты.

2. ТОКАМАК ГЛОБУС-М2 И ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДИАГНОСТИКИ

Глобус-М2 — это компактный сферический токамак с большим радиусом 0.36 см и малым радиусом 0.24 см. В работе рассматриваются эксперименты, которые проводились при тороидальном магнитном поле $B_T = 0.8–0.9$ Тл и токе по плазме $I_p = 0.3–0.4$ МА. Для нагрева использовались два инжектора атомов водорода (в части экспериментов дейтерия) с энергиями частиц $E_{NBI}^1 \leq 28$ кэВ [11] и $E_{NBI}^2 \leq 45$ кэВ [12], суммарная вводимая мощность составила $P_{NBI} = 1.25$ МВт. С учетом мощности омического нагрева ($P_{OH} \approx 0.35$ МВт) полная объемная плотность мощности нагрева достигла значения $P_{total}/V_p \approx 3$ МВт/м³.

В комплекс магнитной диагностики, используемый в работе, входят пояса Роговского, измеряющие токи в обмотках электромагнитной системы и ток по плазме, 21 замкнутая по обходу тора магнитная петля и диамагнитная петля, расположенная на поверхности камеры и замкнутая по полоидальному обходу. Вакуумный магнитный поток через диамагнитную петлю компенсируется с помощью пояса Роговского, измеряющего ток в обмотке тороидального магнитного поля. В схеме диамагнитных измерений предусмотрена также компенсация тороидального магнитного потока, создаваемого возбуждаемым в камере полоидальным током. Причиной полоидального тока в камере являются пульсации электрического напряжения частотой 300 Гц, создаваемые трехфазным тиристорным выпрямителем, питающим тороидальную обмотку.

Магнитная система Глобус-М2 позволяет формировать широкий спектр конфигураций плазмы: лимитерные конфигурации на внутренней или внешней стенке, диверторные конфигурации с различной вытянутостью и треугольностью, с нижней X-точкой, с верхней X-точкой, с двумя X-точками. Необходимо различать все перечисленные конфигурации для обработки экспериментальных данных.

Пример реконструкции границы плазмы методом подвижных токовых колец показан на рис. 1. Также на рисунке показано расположение обмоток полоидального магнитного поля и центрального соленоида. Точками на контуре вакуумной камеры отмечено положение тороидальных магнитных петель.

Профили температуры и концентрации электронов измеряются посредством диагностики томсоновского рассеяния лазерного излучения (ТР) [13]. Измерения проводятся в 11 пространственных точках с частотой 330 Гц в течение всего разряда токамака. 10 хорд наблюдения проходят

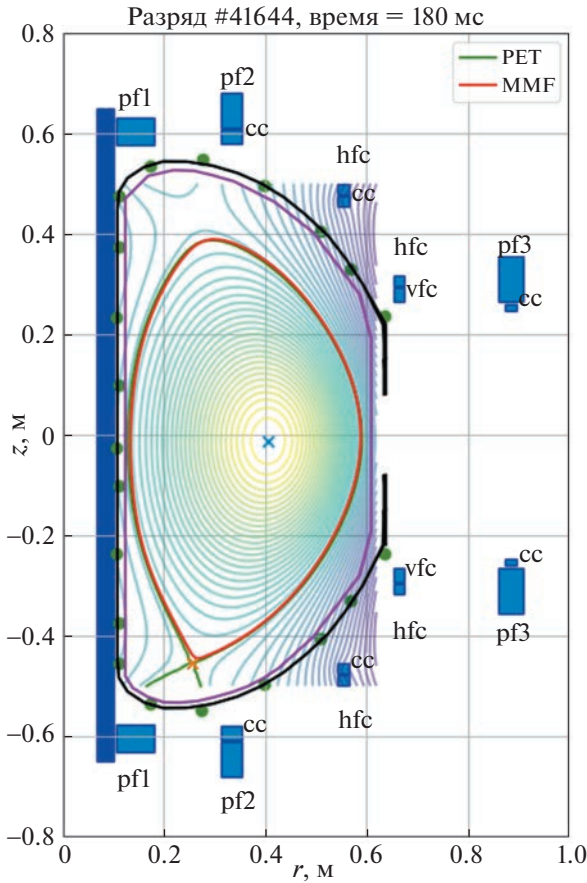


Рис. 1. Граница плазмы, реконструированная методом подвижных токовых колец (MMF) (красная линия); равновесная магнитная конфигурация плазмы, реконструированная кодом PET (зеленая линия); зелеными точками указаны тороидальные петли, размещенные на стенках вакуумной камеры (черная линия), фиолетовая линия обозначает первую стенку, синими прямоугольниками обозначены катушки полоидального магнитного поля, крестиками обозначены магнитная ось и X-точка.

со стороны слабого магнитного поля, захватывая область обдирочного слоя (SOL) и магнитную ось плазмы, а последняя хорда собирает свет из области на середине малого радиуса со стороны сильного магнитного поля.

Измерения профиля температуры ионов осуществляются посредством диагностики активной спектроскопии перезарядки (CXRS) [14–16]. Комплекс диагностики включает в себя 7 хорд наблюдения, из которых 2 хорды проходят со стороны сильного магнитного поля. Временное разрешение диагностики 5 мс. В данных экспериментах измерения CXRS проводились на пучке NBI¹, длительность которого ограничена 40 мс, поэтому в разряде доступно лишь 7–8 временных измерений профиля ионной температуры.

Эффективный заряд плазмы Z_{eff} оценивался посредством диагностики интенсивности торозного излучения [17].

3. АЛГОРИТМ МОДЕЛИРОВАНИЯ РАЗРЯДА КОДОМ PET

Равновесный код PET со свободной границей написан на языке FORTRAN. В данном коде решается уравнение Грэда–Шафранова

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} + R \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \right] \psi_p = -\mu_0 R^2 \frac{dp}{d\psi_p} - \frac{\mu_0^2}{4\pi^2} F \frac{dF}{d\psi_p}, \quad (1)$$

где ψ_p — полоидальный магнитный поток, p — полное давление плазмы, F — полоидальный ток.

Для решения уравнения равновесия используются следующие аппроксимации $dp/d\psi_p$ и $FdF/d\psi_p$:

$$\frac{dp}{d\psi_p} = \alpha_0^p \left[1 - (1 - \psi_n(r, z))^{\alpha_1^p} \right]^{\alpha_2^p}, \quad (2)$$

$$F \frac{dF}{d\psi_p} = \alpha_0^F \left[1 - (1 - \psi_n(r, z))^{\alpha_1^F} \right]^{\alpha_2^F}, \quad (3)$$

где $\psi_n = (\Psi_p(R, z) - \Psi_p^{\text{axis}}) / (\Psi_p^{\text{boundary}} - \Psi_p^{\text{axis}})$ — нормализованный полоидальный магнитный поток, $\alpha_1^p, \alpha_1^F, \alpha_2^p, \alpha_2^F$ — свободные параметры, а α_0^p, α_0^F подбираются в процессе решения.

Входными данными для кода являются токи в катушках внешнего магнитного поля, ток плазмы I_p , токовая бета $\beta_I = 8\pi \int p dS / (\mu_0 I_p^2)$, где S — площадь полоидального сечения плазмы, и коэффициенты $\alpha_1^p, \alpha_1^F, \alpha_2^p, \alpha_2^F$. Чтобы уменьшить число свободных параметров, было принято $\alpha_1 = \alpha_1^p = \alpha_1^F, \alpha_2 = \alpha_2^p = \alpha_2^F$, как в работе [2] и найдена связь между парой (α_1, α_2) и I_p . Токи в обмотках усредняются в интервале времени 1 мс и задаются фиксированными при подборе равновесия. Варьируются β_I и комбинация коэффициентов (α_1, α_2) .

Поскольку граница плазмы определяется методом токовых колец, то именно на нее решено ориентироваться при подборе равновесия. В некоторых ситуациях для разных β_I можно найти несколько таких подходящих решений. Поэтому был введен еще один проверочный параметр — изменение тороидального магнитного потока из-

за влияния плазмы, измеряемого диамагнитной петлей ϕ_{dia}^{exp} .

Алгоритм реконструкции равновесия выглядит следующим образом.

1. Выбирается β_I^0 . Если это первая анализируемая точка в разряде, то $\beta_I^0 = \beta_{dia}$. Иначе берется β_I , которое было подобрано в предыдущей временной точке этого разряда.

2. Для фиксированной β_I варьируется комбинация (α_1, α_2) с целью минимизации расстояния между границей плазмы из метода токовых колец (MMF) и найденной границей. Для этого параллельно проводится 8 расчетов с разными (α_1, α_2) , а затем для всех проверяется параметр $\Delta_{boundary}$

$$\Delta_{boundary} = \frac{|R_{max}^{PET} - R_{max}^{MMF}| + |R_{min}^{PET} - R_{min}^{MMF}|}{2} + \frac{|Z_{max}^{PET} - Z_{max}^{MMF}| + |Z_{min}^{PET} - Z_{min}^{MMF}|}{2 \times 5}. \quad (4)$$

Поскольку наиболее тщательно достоверность реконструкции границы плазмы по методу токовых колец проверялась в экваториальной плоскости, то совпадению границ по большому радиусу уделяется большее внимание, что отражено в весах слагаемых (множитель 5 в делителе второго слагаемого в формуле (4)).

3. Для решения, при котором минимальна мера $\Delta_{boundary}$ проверяется следующее условие, обеспечивающее единственность решения:

$$\frac{|\phi_{dia}^{PET} - \phi_{dia}^{exp}|}{\phi_{dia}^{exp}} < \delta, \quad (5)$$

где $\delta \sim 1-5\%$, ϕ_{dia}^{exp} — измеренный сигнал диамагнитной петли, ϕ_{dia}^{PET} — сигнал диамагнитной петли, смоделированный PET.

Если данное условие не выполняется, то изменяется β_I и действия 2, 3 повторяются до тех пор, пока не будут найдены подходящие параметры β_I и (α_1, α_2) .

На рис. 1 показана равновесная магнитная конфигурация плазмы в разряде 41664 в один момент времени. Красным цветом показана граница плазмы, реконструированная алгоритмом подвижных токовых колец, зеленым — с помощью кода PET. В коде PET используется такая же модель токамака, как и в алгоритме подвижных токовых колец. Моделирование равновесным кодом PET проводилось в стационарной фазе разряда, где вкладом токов по камере можно пренебречь.

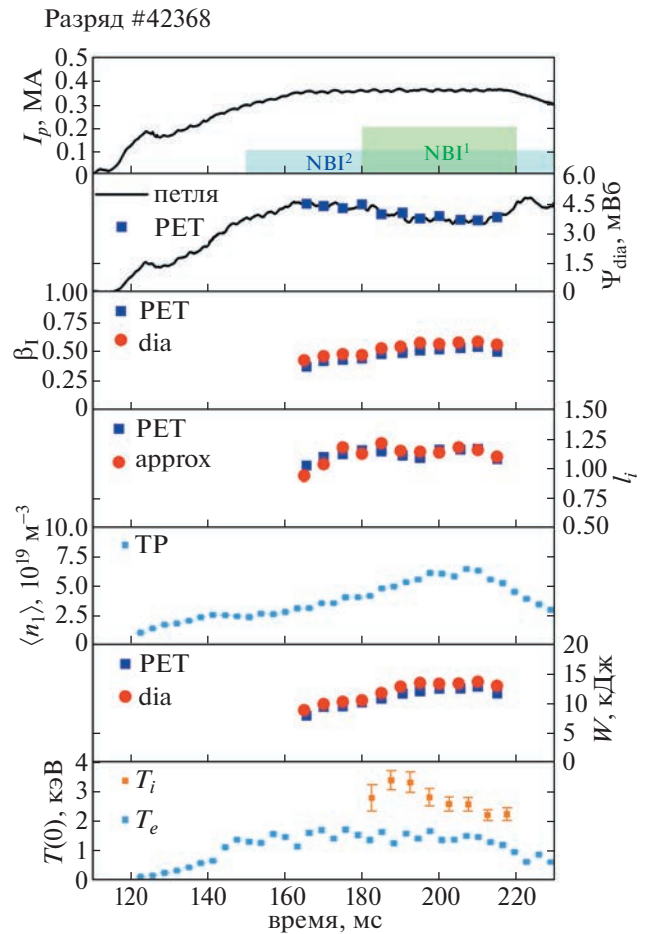


Рис. 2. Эволюция основных параметров плазмы токамака Глобус-М2 в разряде 42368 при тороидальном магнитном поле $B_t = 0.9$ Тл. Сверху вниз: ток плазмы; тороидальный магнитный поток плазмы, измеренный диамагнитной петлей — черная линия, посчитанный равновесным кодом PET — синие квадраты; β_I по PET и через диамагнитный сигнал; l_i по PET и через приближенную формулу (10); средняя по хорде на $R = 42$ см плотность, полученная с помощью совместной обработки данных диагностики томсоновского рассеяния и магнитной диагностики; запасенная в плазме энергия через PET и по приближенной формуле; центральная температура электронов и ионов.

На рис. 2 приведен пример расчета динамики параметров, определенных при помощи равновесного кода, совместно с динамикой основных параметров плазмы в разряде. Временной шаг реконструкции равновесия — 2.5 мс.

Для дальнейшего анализа запасенной в плазме энергии использовались следующие выходные данные равновесного кода: β_I , $l_i = 2 \int B_p^2 dV / ((\mu_0 I_p)^2 R)$, где R — геометрический большой радиус, B_p — полоидальное магнитное поле, профиль давления $p(r, z)$, тороидальный магнитный поток от плаз-

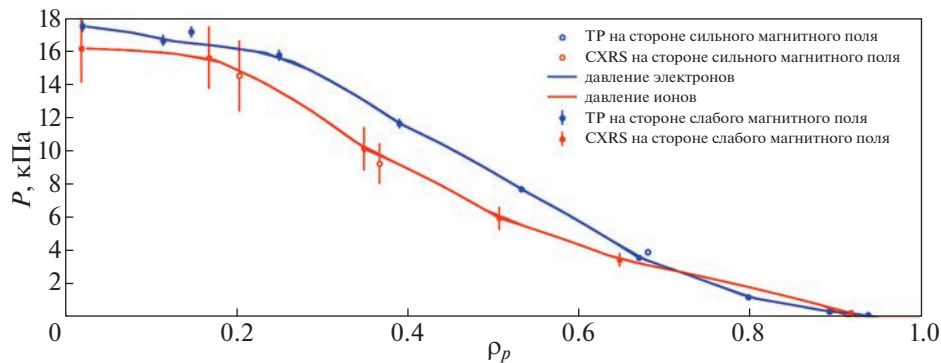


Рис. 3. Профили электронного и ионного давления в потоковых координатах $\rho_p = \sqrt{(\Psi_p(R, z) - \Psi_p^{\text{axis}})/(\Psi_p^{\text{boundary}} - \Psi_p^{\text{axis}})}$, полученные при помощи совместной обработки кинетических диагностик и реконструкции равновесия в разряде 42089 на 197.5 мс. Синие маркеры — измерения диагностики ТР на стороне слабого поля, по которым проводилась интерполяция к линиям уровня магнитного потока, красные маркеры — такие же измерения диагностики CXRS. Сплошными линиями, соответственно, показана данная интерполяция. Незакрашенные маркеры — измерения на стороне сильного поля.

мы через диамагнитную петлю Φ_{dia}^{PET} . Из профиля давления можно определить запасенную в плазме энергию

$$W_p = \frac{3}{2} \int p dV. \quad (6)$$

Данное определение включает в себя энергию, запасенную в ионах плазмы, электронах и быстрых частицах.

Реконструкция равновесия позволяет распространить измерения локальных диагностик по линиям постоянного магнитного потока. На рис. 3 приведен пример профилей электронного и ионного давления. Профиль электронного давления $p_e = n_e T_e$ получен диагностикой ТР, профиль ионной температуры измерен диагностикой CXRS, а оценка ионной концентрации была сделана из приближения двухкомпонентной плазмы (основная примесь — углерод):

$$n_i = n_e \frac{Z_C - Z_{eff}}{Z_H Z_C - Z_H^2}, \quad (7)$$

где $Z_H = 1$ — заряд основной компоненты плазмы (водорода/дейтерия), $Z_C = 6$ — заряд углерода, Z_{eff} — эффективный заряд плазмы, оцененный по диагностике интенсивности тормозного излучения, профиль Z_{eff} предполагается плоским. Данное выражение получено из уравнения квазинейтральности и определения эффективного заряда плазмы.

Интерполяция электронного и ионного давления проводилась только по измерениям на стороне слабого поля. На рис. 3 сплошной линией приведена интерполяция электронного и ионного давления в потоковых координатах. Маркерами

отмечены измерения кинетических диагностик, незакрашенные маркеры отмечают измерения со стороны сильного магнитного поля, которые не участвовали в интерполяции.

Сравнение результатов измерения p_e и p_i со стороны слабого и сильного магнитного поля, лежащих на одной и той же магнитной поверхности, используется в качестве дополнительной меры верификации рассчитанного пространственного распределения полоидального магнитного потока. На рис. 3 приведен пример профилей p_e и p_i одного из разрядов токамака Глобус-М2, в котором измерения со стороны слабого и сильного магнитного поля соответствуют друг другу на одной и той же магнитной поверхности.

Проинтегрировав профиль электронного давления по всему объему, получаем запасенную в электронах энергию $W_e = \frac{3}{2} \int n_e T_e dV$.

4. АНАЛИЗ ЗАПАСЕННОЙ В ПЛАЗМЕ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ В РЕЖИМЕ С ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМ НАГРЕВОМ ИНЖЕКТОРАМИ НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

Запасенная в плазме энергия W_p , определенная с помощью равновесного кода РЕТ, использовалась при анализе нагрева плазмы инжекторами нейтральных частиц.

Для анализа были выбраны разряды с тороидальным магнитным полем $B_T = 0.9$ Тл, током плазмы $I_p = 0.3 - 0.4$ МА и одинаковым сценарием дополнительного нагрева. Инжектор NBI² начинал нагревать плазму на стадии роста тока (140 мс) и работал 100 мс (до 240 мс), а инжектор

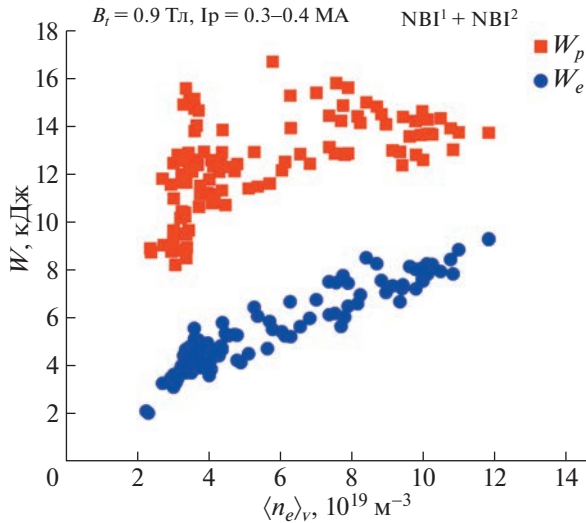


Рис. 4. Зависимость полной запасенной в плазме энергии (красные квадраты) и запасенной только в электронах энергии (синие кружки) от средней по объему концентрации электронов.

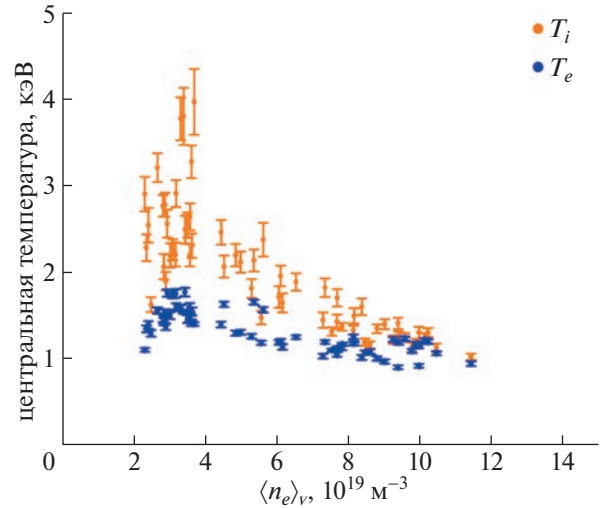


Рис. 5. Зависимость центральной температуры электронов (синие маркеры) и ионов (оранжевые маркеры) от средней по объему концентрации электронов.

NBI¹ работал в течение 40 мс с 180 мс до 220 мс на плато тока (рис. 2). В каждом разряде для анализа были отобраны моменты времени через 15 мс после включения второго пучка и до конца его работы. Таким образом, анализировалась только та фаза разряда, при которой два инжектора совместно грели плазму.

Выборка разрядов позволила проанализировать нагрев плазмы в большом диапазоне концентраций плазмы $2 \times 10^{19} \text{ м}^{-3} < \langle n_e \rangle_V < 12 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. На рис. 4 изображена зависимость W_p и W_e от $\langle n_e \rangle_V$. Видно, что W_e растет с увеличением концентрации во всем рассматриваемом диапазоне, а W_p перестает расти после $\langle n_e \rangle_V \cong 4 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

В диапазоне концентрации плазмы $\langle n_e \rangle_V < 7 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ разность $W_p - W_e > W_e$, что позволяет судить о значительном вкладе ионов в суммарную кинетическую энергию. Действительно, измерения ионной температуры, приведенные на рис. 5, показывают, что в диапазоне $2 \times 10^{19} \text{ м}^{-3} < \langle n_e \rangle_V < 7 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ температура ионов в 1.5–2 раза больше температуры электронов. Также, по соотношению ионной и электронной температуры на рис. 5 можно сделать вывод, что поведение W_p при увеличении концентрации плазмы связано с уменьшением температуры ионов $T_i(0)$ при росте $\langle n_e \rangle_V$ из-за увеличения теплообмена ионов с электронами

$$P_{ei} \sim n_e (T_e - T_i) T_e^{-3/2} \left(\frac{n_D}{2} + \sum_I \frac{n_I Z_I^2}{A_I} \right), \quad (8)$$

где P_{ei} — мощность теплообмена электронов с ионами, n_D — концентрация дейтерия, n_I, Z_I, A_I — концентрация, заряд и атомный номер I -го иона соответственно.

На рис. 6 приведено сравнение запасенной в плазме энергии W_p при токе плазмы 0.4 МА с результатами более ранних экспериментов (W_{dia} по формуле (11)) при нагреве одним пучком на токамаке Глобус-М2 [9, 10] и на токамаке Глобус-М до модернизации магнитной системы [18]. С нагревом только одним NBI¹ максимальная запасенная в плазме энергия составляла около 10 кДж при токе плазмы 0.4 МА и тороидальном магнитном поле 0.8 Тл, как и при нагреве только NBI². Также из рисунка видно, что при нагреве плазмы двумя инжекторами нейтральных частиц, $B_T = 0.9 \text{ Тл}$ и $I_p = 0.4 \text{ МА}$ в токамаке Глобус-М2 достигнута максимальная кинетическая энергия более, чем в 6 раз выше (16 кДж), чем на токамаке Глобус-М при $B_T = 0.4 \text{ Тл}$ и $I_p = 0.2 \text{ МА}$ (2.5 кДж).

Дополнительно была проанализирована зависимость запасенной в плазме энергии от тока плазмы (рис. 7). Зависимость W_p от тока плазмы слабее, чем зависимость W_p от B_T , что может являться следствием параметрической зависимости времени удержания энергии плазмы $\tau_E \sim I_p^{0.5} B_T^{1.05}$ [19], обнаруженной для сферических токамаков.

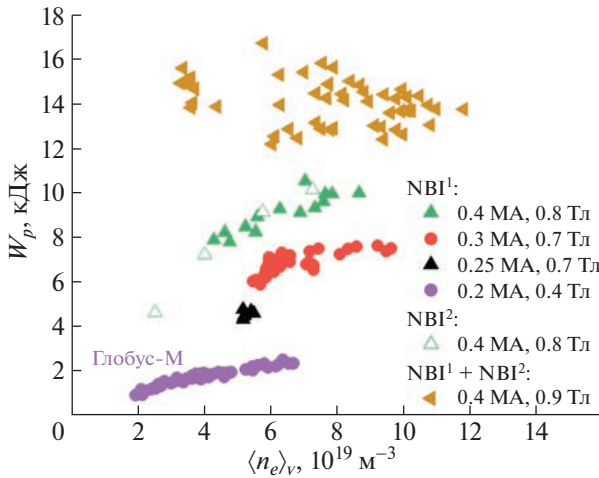


Рис. 6. Сравнение запасенной в плазме энергии при разных параметрах плазмы и при разном количестве нагревающих пучков.

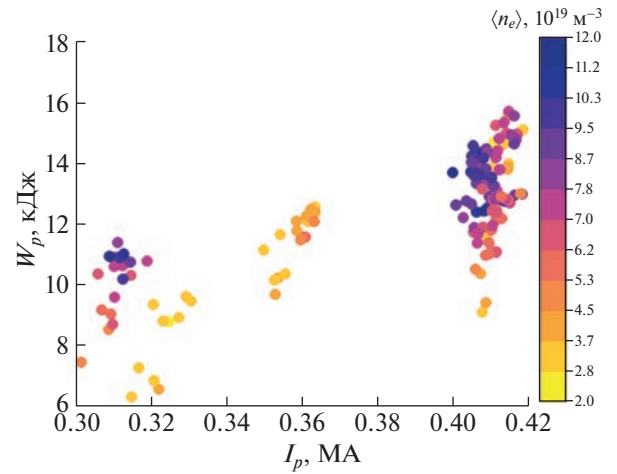


Рис. 7. Зависимость запасенной в плазме энергии от тока плазмы, цветом обозначена средняя концентрация электронов.

5. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРИБЛИЖЕННЫХ ФОРМУЛ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ β_p И l_i

По магнитному потоку, измеренному диамагнитной петлей, можно определить величину β_{dia} в соответствии с выражением, предложенным в работе [4]:

$$\beta_{dia} = 1 - \frac{\kappa^2 + 1}{2\kappa} \frac{B_T \phi_{dia}}{20\pi I_p^2}, \quad (9)$$

в данной формуле также учтена поправка для токамака с вытянутым сечением $(\kappa^2 + 1)/2\kappa$, магнитное поле B_T определено в центре тяжести токовых колец.

По измеренным токам в обмотках электромагнитной системы можно вычислить равновесное вертикальное магнитное поле B_v , которое определяется параметрами плазмы в соответствии с известной формулой

$$B_v(R) = \frac{\mu_0 I_p}{4\pi R} \left(\ln \frac{8R}{a\sqrt{\kappa}} - \frac{3}{2} + \beta_p + \frac{l_i}{2} \right), \quad (10)$$

где R — большой радиус центра тяжести токовых колец, a — малый радиус плазмы, κ — вытянутость.

При известных по результатам реконструкции границы плазмы методом токовых колец геометрических параметрах R , a и κ , а также значений $\beta_p = \beta_{dia}$, можно определить величину нормализованной внутренней индуктивности плазмы l_i . На рис. 8 показано сравнение определенной таким образом индуктивности l_i с результатами расчетов кодом РЕТ. Как видно из рисунка, значения внутренней индуктивности, полученные обоими

способами, находятся в хорошем соответствии друг с другом (в пределах 10%).

При использовании выражения $\beta_{dia} = \int p dV / (B_p^2 / 2\mu_0)$ можно приблизительно оценить запасенную в плазме кинетическую энергию с помощью формулы

$$W_{dia} = \frac{3}{2} \frac{\beta_{dia} \mu_0 I_p^2 R}{4}. \quad (11)$$

Сравнение значений запасенной в плазме энергии, вычисленной с помощью кода РЕТ и

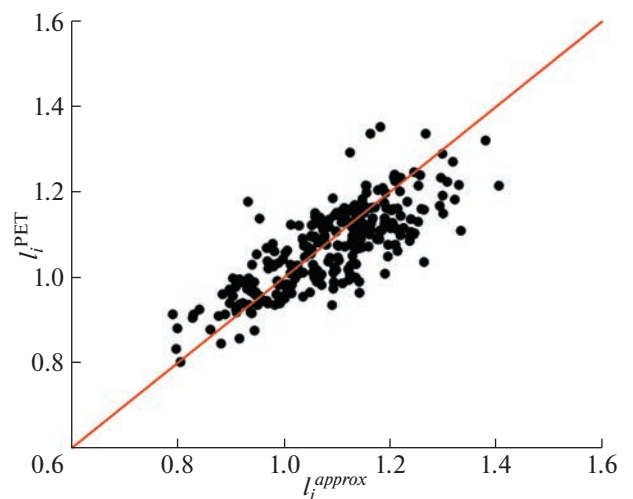


Рис. 8. Сравнение нормализованной внутренней индуктивности, полученной при помощи приближенной формулы (10), с индуктивностью, полученной посредством реконструкции равновесия кодом РЕТ.

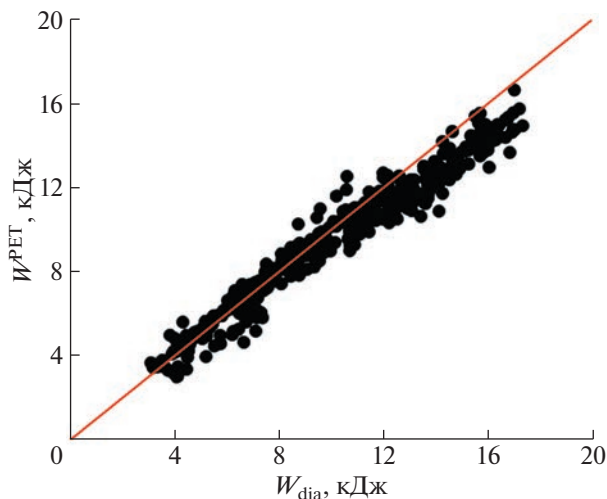


Рис. 9. Сравнение запасенной в плазме энергии, полученной при помощи приближенной формулы (11), с энергозапасом, полученном посредством реконструкции равновесия кодом РЕТ.

формулы (11) в диапазоне β_I от 0.15 до 0.65 приведено на рис. 9. Как и в случае с оценками нормализованной внутренней индуктивности имеет место хорошее соответствие значений W_p и W_{dia} (10%).

6. ВЫВОДЫ

Для токамака Глобус-М2 были определены W_p , β_I , I_i и пространственное распределение полоидального магнитного потока внутри плазмы с помощью равновесного кода РЕТ, дополненного информацией о положении крайней замкнутой магнитной поверхности и диамагнитными измерениями.

Реконструкция равновесия позволила определить запасенную в плазме кинетическую энергию W_p , нормализованную внутреннюю индуктивность I_i и геометрические параметры плазмы. Дополнительно было показано, что для быстрой оценки I_i и W_p возможно использовать приближенные формулы, основанные на вычислении сигнала диамагнитной петли и вертикального магнитного поля. При этом имеет место хорошее соответствие расчетов по формулам с результатами расчета кодом в представленном в статье диапазоне значений нормализованной внутренней индуктивности $I_i \sim 0.8\text{--}1.4$.

Посредством реконструкции равновесия была рассчитана полная запасенная тепловая энергия в экспериментах по нагреву плазмы инжекторами нейтральных частиц. В диапазоне концентрации плазмы $\langle n_e \rangle_V < 7 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ разность $W_p - W_e > W_e$

подтверждает существование режима с горячими ионами. Поведение W_p в широком диапазоне плотностей подтверждает измерения кинетических диагностик.

Было проведено сравнение настоящих результатов с результатами, полученными при анализе режима работы токамака Глобус-М2 при нагреве только одним инжектором нейтральных частиц. При нагреве одним инжектором при $B_T = 0.8 \text{ Тл}$ и $I_p = 0.4 \text{ МА}$ полная запасенная в плазме энергия возрастает с увеличением концентрации плазмы и достигает 10 кДж. При нагреве двумя инжекторами атомов, при $B_T = 0.9 \text{ Тл}$ и $I_p = 0.4 \text{ МА}$ в режиме с горячими ионами полная запасенная в плазме кинетическая энергия достигает 16 кДж. Данное увеличение W_p в 1.5 раза связано преимущественно с увеличением температуры ионов.

Исследования проведены на УНУ “Сферический токамак Глобус-М”, входящей в состав ФЦКП “Материаловедение и диагностика в передовых технологиях”.

Подготовка диагностик, описанных в разд. 2, выполнена в рамках государственного задания (тема 0040-2019-0023). Подготовка экспериментов с дополнительным нагревом плазмы инжекторами нейтральных частиц, результаты которых анализировались в разд. 4, выполнена в рамках государственного задания (тема 0034-2021-0001). Расчеты, приведенные в разд. 3 и 5, выполнены при финансовой поддержке РНФ (соглашение № 21-79-20133 от 24.03.2021).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lao L.L., John H.St., Stambaugh R.D., Kellman A.G., Pfeiffer W. // Nuclear Fusion. 1985. V. 25. P. 1611. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/25/11/007>
2. Galkin S.A., Ivanov A.A., Medvedev S.Yu., Poshekhonov Yu.Yu. // Nuclear Fusion. 1997. V. 37. P. 1455. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/37/10/111>
3. Киселев Е.О., Балаченков И.М., Бахарев Н.Н., Варфоломеев В.И., Гусев В.К., Жильцов Н.С., Курский Г.С., Минаев В.Б., Мирошников И.В., Патров М.И., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Скрекель О.М., Тельнова А.Ю., Ткаченко Е.Е., Токарев В.А., Тюхменева Е.А., Хромов Н.А., Щеголев П.Б. // I Междунар. Звенигородская конф. по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, Звенигород, 2023. С. 118. <https://doi.org/10.34854/ICPAF.2023.50.2023.1.1.074>
4. Lao L.L., John H. St., Stambaugh R.D., Pfeiffer W. // Nuclear Fusion. 1985. V. 25. P. 1421. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/25/10/004>
5. Swain D.W., Neilson G.N. // Nuclear Fusion. 1982. V. 22. P. 1015. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/22/8/002>
6. 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., Kise-

- lev E.O., Konovalov 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., Sladkomedova A.D., Solokha V.V., Tanchuk V.N., Telnova A.Yu., Tokarev V.A., Tolstyakov S.Yu., Zhilin E.G. // *Nuclear Fusion*. 2017. V. 57. P. 066047.
7. 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., Iliasova M.V., Kavin A.A., Khilkevich E.M., Khromov N.A., Kiselev E.O., Konovalov A.N., Kornev V.A., Krikunov S.V., 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., Skrekel 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. V. 62. P. 042009.
8. Vasiliev V.I., Kostsov Yu.A., Lobanov K.M., Makarova L.P., Mineev A.B., Gusev V.K., Levin R.G., Petrov Yu.V., Sakharov N.V. // *Nuclear Fusion*. 2006. V. 46. P. 625. Doi: 10.1088/0029-5515/46/8/S08.
9. Курские Г.С., Сахаров Н.В., Гусев В.К., Минаев В.Б., Мирошников И.В., Петров Ю.В., Тельнова А.Ю., Бахареv Н.Н., Киселев Е.О., Жильцов Н.С., Щеголев П.Б., Балаченков И.М., Варфоломеев В.И., Воронин А.В., Горяинов В.Ю., Дьяченко В.В., Жилин Е.Г., Ильясова М.В., Кавин А.А., Коновалов А.Н., Крикунов С.В., Лобанов К.М., Мельник А.Д., Минеев А.Б., Новохацкий А.Н., Патров М.И., Петров А.В., Пonomarenko A.M., Скрекель О.М., Соловей В.А., Солоха В.В., Ткаченко Е.Е., Токарев В.А., Толстяков С.Ю., Тюхменева Е.А., Хилькевич Е.М., Хромов Н.А., Чернышев Ф.В., Шевелев А.Е., Шулятьев К.Д., Яшин А.Ю. // *Физика плазмы*. 2023. Т. 49. С. 305.
10. Kurskiev G.S., Gusev V.K., Sakharov N.V., Petrov Yu.V., Bakharev N.N., Balachenkov I.M., Bazhenov A.N., Chernyshev F.V., Khromov N.A., Kiselev E.O., Krikunov S.V., Minaev V.B., Miroshnikov I.V., Novokhatskii A.N., Zhiltsov N.S., Mukhin E.E., Patrov M.I., Shulyatiev K.D., Shchegolev P.B., Skrekel O.M., Telnova A.Yu., Tkachenko E.E., Tukhmeneva E.A., Tokarev V.A., Tolstyakov S.Yu., Varfolomeev V.I., Voronin A.V., Goryainov V.Yu., Bulanin V.V., Petrov A.V., Ponomarenko A.M., Yashin A.Yu., Kavin A.A., Zhilin E.G., Solovey V.A. // *Nuclear Fusion*. 2022. V. 62. P. 016011.
11. 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. 77. С. 28.
12. Telnova A.Y., Minaev V.B., Shchegolev P.B., Bakharev N.N., Shikhovtsev I.V., Varfolomeev V.I. // *J. Phys.: Confer. Series*. 2019. V. 1400. P. 077015.
13. Курские Г.С., Жильцов Н.С., Коваль А.Н., Корнев А.Ф., Макаров А.М., Мухин Е.Е., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Соловей В.А., Ткаченко Е.Е., Толстяков С.Ю., Чернаков П.В. // *Письма ЖТФ*. 2021. Т. 47. С. 41. <https://doi.org/10.21883/PJTf.2021.24.51799.19019>
14. Avdeeva G.F., Miroshnikov I.V., Bakharev N.N., Kurskiev G.S., Patrov M.I., Sergeev V.Y., Schegolev P.B. // *J. Phys.: Confer. Ser.* 2016. V. 666. P. 012002. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/666/1/012002>
15. Larionova M.M., Miroshnikov I.V., Gusev V.K., Minaev V.B., Patrov M.I., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Schegolev P.B., Telnova A.Yu., Bakharev N.N. // *J. Phys.: Confer. Ser.* 2019. V. 1400. P. 077018.
16. Тельнова А.Ю., Мирошников И.В., Митранкова М.М., Бахареv 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. // *Письма ЖТФ*. 2021. Т. 47. С. 25.
17. Tukhmeneva E.A., Tolstyakov S.Yu., Kurskiev G.S., Gusev V.K., Minaev V.B., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Telnova A.Yu., Bakharev N.N., Schegolev P.B., Kiselev E.O. // *Plasma Sci. Technol.* 2019. V. 21. P. 105104. <https://doi.org/10.1088/2058-6272/ab305f>
18. Kurskiev G.S., Bakharev N.N., Bulanin V.V., Chernyshev F.V., Gusev V.K., Khromov N.A., Kiselev E.O., Minaev V.B., Miroshnikov I.V., Mukhin E.E., Patrov M.I., Petrov A.V., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Shchegolev P.B., Sladkomedova A.D., Solokha V.V., Telnova A.Yu., Tolstyakov S.Yu., Tokarev V.A., Yashin A.Yu. // *Nuclear Fusion*. 2019. V. 59. P. 066032.
19. Kurskiev G.S., Gusev V.K., Sakharov N.V., Balachenkov I.M., Bakharev N.N., Bulanin V.V., Chernyshev F.V., Kavin A.A., Kiselev E.O., Khromov N.A., Minaev V.B., Miroshnikov I.V., Patrov M.I., Petrov A.V., Petrov Yu.V., Shchegolev P.B., Telnova A.Yu., Tokarev V.A., Tolstyakov S.Yu., Tukhmeneva E.A., Varfolomeev V.I., Yashin A.Yu., Zhiltsov N.S. // *Nuclear Fusion*. 2021. V. 61. P. 064001.

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

© 2023 г. Н. Н. Бахарева^{а,*}, И. М. Балаченков^а, В. И. Варфоломеев^а, В. К. Гусев^а,
Е. О. Киселев^а, Г. С. Курские^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. Продemonстрировано, 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. Токamak Глобус-М2

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

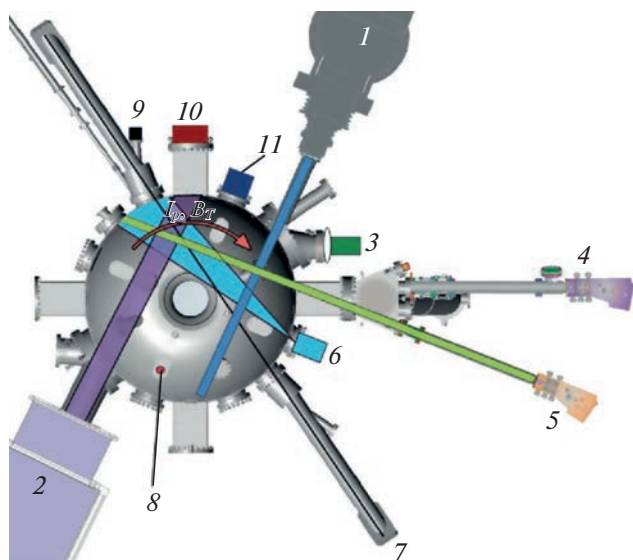


Рис. 1. Токамак Глобус-М2 и основные используемые диагностики (вид сверху): 1 — инжектор 1; 2 — инжектор 2; 3 — система сбора света системы томсоновского рассеяния; 4 — анализатор атомов перезарядки АКОРД-12; 5 — анализатор атомов перезарядки АКОРД-24М; 6 — тепловизор; 7 — зондирующий лазерный луч системы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

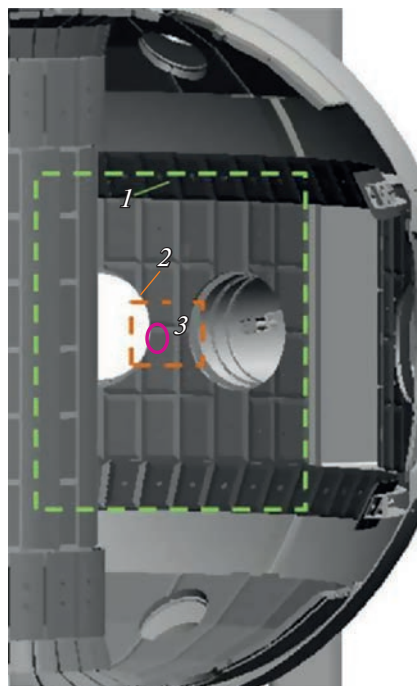


Рис. 2. Области наблюдения тепловизора. 1 — полный кадр; 2 — обрезанный кадр, используемый при работе с частотой 3.3 кГц; 3 — область максимального нагрева графитовой пластины.

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, обзораемая 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 ~ 0.1 – 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 $I_p \approx 190$ – 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

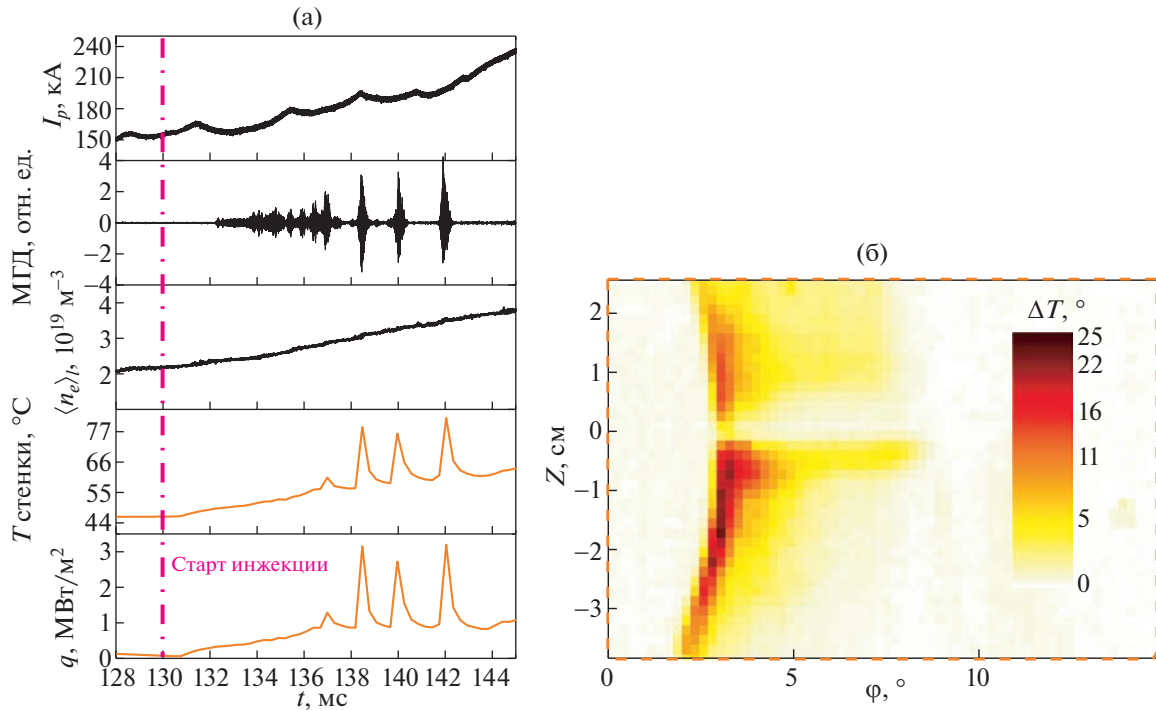


Рис. 3. Разряд #42364. а) – Эволюция основных параметров. Сверху вниз: ток плазмы, сигнал магнитного зонда, среднехордовая плотность, локальная температура графитовой пластины в области 3 на рис. 2 и тепловая нагрузка в данной области; б) двумерное распределение изменения температуры графитовых пластин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

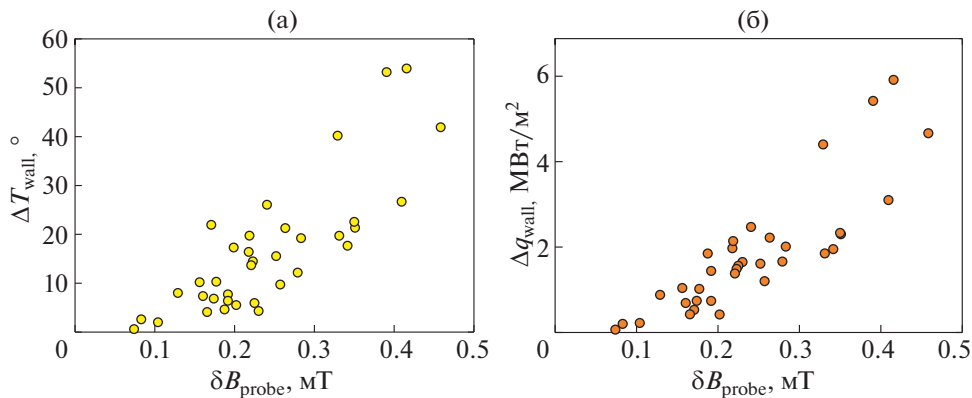


Рис. 4. Зависимость локального (область 3 на рис. 2) увеличения температуры стенки (а) и увеличения теплового потока (б) от амплитуды альфвеновских колебаний, измеренных с помощью магнитного зонда.

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.

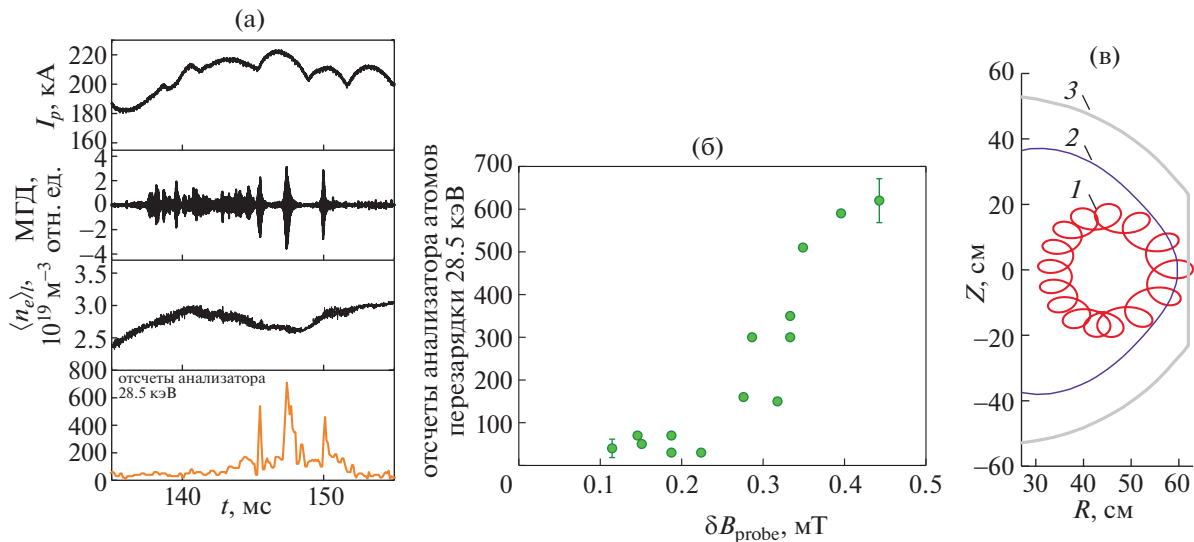


Рис. 5. Измерения анализатором атомов перезарядки с линией наблюдения, отклоненной на 8 градусов вниз от экваториальной плоскости. а) – Разряд #41186. Эволюция основных параметров. Сверху вниз: ток плазмы, сигнал магнитного зонда, среднехордовая плотность, поток атомов с энергией 28.5 ± 1.5 кэВ; б) – 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-

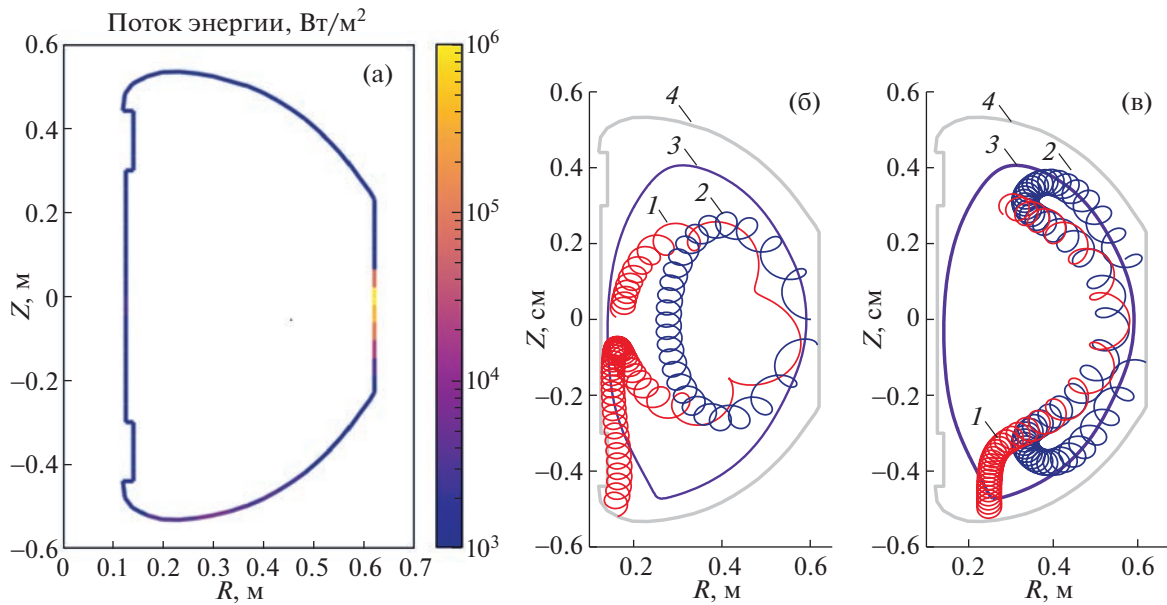


Рис. 6. а) Рассчитанная нагрузка на стенку токамака при тороидальной альфвеновской моде, усредненная по тороидальному обходу. Расчет соответствует параметрам плазмы разряда #42364, измеряемая зондом амплитуда колебаний 0.8 мТл; б) орбиты пролетных быстрых частиц с энергией 28 кэВ, 1 – ион, движущийся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

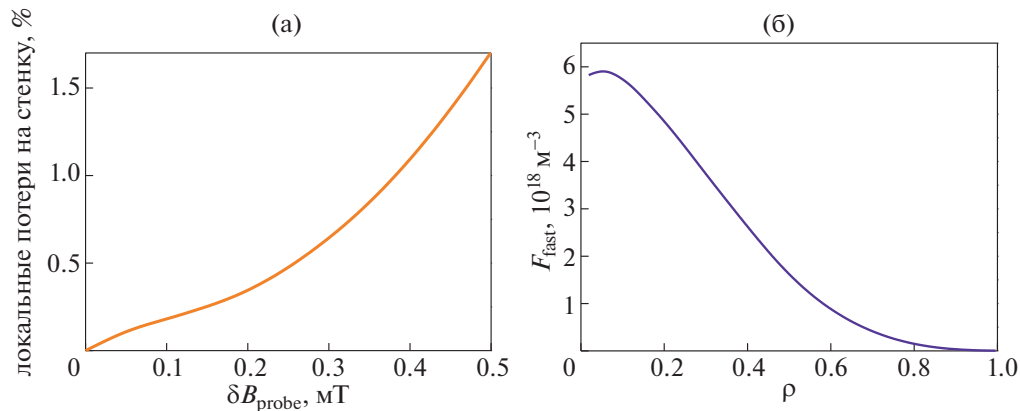


Рис. 7. а) Рассчитанная зависимость доли быстрых частиц, попадающих на внешнюю стенку токамака в диапазоне $-10 \text{ см} < Z < 0 \text{ см}$, к полному числу быстрых частиц от амплитуды альфвеновских колебаний; б) пространственное распределение частиц высокой энергии ($E > 2 \text{ кэВ}$) в разряде #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 $\rho = \frac{\psi - \psi_{\text{axis}}}{\psi_{\text{LCFS}} - \psi_{\text{axis}}}$, 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/м². 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 теплых 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., Patrov M.I., 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., Skrekel O.M., Telnova A.Yu., Tokarev V.A., Tukhmenova 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., Скрекель 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., Konovalov 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., Khilkevitch E.M., Khromov N.A., Kiselev E.O., Konovalov A.N., Kornev V.A., Kurskiev G.S., Krikunov S.V., 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., Skrekel O.M., Telnova A.Yu., Tukhmenova 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., Скрекель О.М., Тельнова А.Ю., Токарев В.А., Толстяков С.Ю., Тухменева 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 Y.V., Sakharov N.V., Shchegolev P.B., Skrekel O.M., Telnova A.Y., Tukhmenova 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., Тухменева 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., Kurskiev 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., & Kritiz 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., 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. 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., Marsaschek 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.

УДК 533.9

ПЕРВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО УМЕНЬШЕНИЮ ТЕПЛОВОЙ НАГРУЗКИ НА ДИВЕРТОРНЫЕ ПЛАСТИНЫ ТОКАМАКА ГЛОБУС-М2 С ПОМОЩЬЮ ИНЖЕКЦИИ АЗОТА И СОПОСТАВЛЕНИЕ С РЕЗУЛЬТАТАМИ МОДЕЛИРОВАНИЯ

© 2023 г. Н. А. Хромов^{а,*}, Н. Н. Бахарев^а, Е. О. Векшина^б, В. К. Гусев^а, К. В. Долгова^б, Н. С. Жильцов^а, Е. О. Киселев^а, Г. С. Курскиеv^а, В. Б. Минаев^а, И. В. Мирошников^а, П. А. Молчанов^б, А. Н. Новохацкий^а, Ю. В. Петров^а, В. А. Рожанский^б, Н. В. Сахаров^а, А. Ю. Тельнова^а, В. М. Тимохин^б, Е. Е. Ткаченко^а, В. А. Токарев^а, Е. А. Тюхменева^а, П. Б. Щеголев^а

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

^бСанкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: Nikolay.Khromov@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 27.07.2023 г.

После доработки 10.11.2023 г.

Принята к публикации 10.11.2023 г.

На компактном сферическом токамаке Глобус-М2 проведена серия экспериментов для изучения влияния инжекции азота на параметры разряда. Эксперименты проводились в дейтериевых разрядах в диверторной конфигурации, дополнительный нагрев осуществлялся пучком нейтрального дейтерия. При инжекции было зафиксировано значительное уменьшение электронной температуры вблизи дивертора и резкое падение плотности теплового потока на диверторные пластины, при этом плотность и температура в основной плазме изменялись незначительно. Моделирование с помощью кода SOLPS-ITER показало удовлетворительное согласие с экспериментом.

Ключевые слова: токамак, дивертор, пристеночная плазма, ленгмюровские зонды, напуск излучающей примеси

DOI: 10.31857/S0367292123601029, **EDN:** CFFAWX

1. ВВЕДЕНИЕ

Значения плотности потока тепла на диверторные пластины в современных и проектируемых токамаках могут превышать 10 МВт/м². Такие тепловые нагрузки на обращенные к плазме компоненты делают невозможной стационарную работу установки. Наиболее перспективным путем решения данной проблемы считается режим с “отрывом” дивертора (divertor detachment) [1]. В таком режиме большая часть энергии, которую выносят заряженные частицы из зоны удержания, переходит в излучение, что предотвращает чрезмерный нагрев диверторных пластин. В этих условиях наблюдаются значительные градиенты давления вдоль силовых линий магнитного поля в пристеночной плазме, и температура электронов около диверторных пластин снижается вплоть до величин порядка единиц эВ. Отрыв дивертора обычно достигается увеличением плотности плазмы, которое сопровождается напуском сильно излучающей примеси. Подобные эксперименты с успехом проводились на различ-

ных токамаках: JT-60U, JET, C-Mod, DIII-D, ASDEX Upgrade [2]. Например, в экспериментах на токамаке ASDEX Upgrade [3] в разрядах со стабильным режимом улучшенного удержания (H-мода) с помощью инжекции азота был получен полный отрыв на внешней и внутренней диверторных пластинах при суммарной мощности нагрева до 12 МВт. При этом на пластинах наблюдалось уменьшение электронной температуры с 30 до 1–2 эВ и плотности теплового потока в три раза. Эффективный заряд плазмы увеличился с 1.3–1.4 до 1.8–2.0, давление плазмы в центральной части плазменного шнура уменьшалось на 10%. На токамаке COMPASS, который имеет сходие с Глобусом размеры, проводились эксперименты с инжекцией азота с целью получения отрыва в разрядах с омическим нагревом [4]. Было зарегистрировано значительное уменьшение плотности теплового потока на внешней пластине, но оно сопровождалось существенным увеличением излучения из центральной области плазмы и ухудшением удержания. Можно предполо-

жить, что это связано с тем, что в компактных токамаках (где длина магнитной линии от экваториальной плоскости до пластин мала) и в токамаках с открытым дивертором получение режимов “отрыва” затруднено [2]. В качестве излучающей примеси обычно используют азот, неон или аргон. Так как электронная температура вблизи сепаратрисы на токамаке Глобус-М2, как правило, не превышает 70 эВ, то максимум излучения примеси должен быть при этих или более низких значениях, чтобы диссипация тепла происходила в пристеночной плазме. При больших электронных температурах интенсивность излучения должна снижаться, чтобы предотвратить деградацию параметров в области удержания. Сравнение различных излучающих примесей сделано в работе [5] с использованием суммарного коэффициента радиационных потерь L_z , который является функцией температуры электронов и определяется как отношение мощности излучения к произведению объема плазмы, концентрации электронов и концентрации примеси. Данный коэффициент рассчитывается на основе столкновительно-излучательной модели с учетом процессов ионизации, рекомбинации и линейчатого излучения. В отличие от неона и аргона, L_z для азота имеет высокие значения при температурах электронов меньше 20 эВ и при этом достаточно низкие при температурах электронов более 50 эВ. Таким образом азот представляется оптимальной излучающей примесью для условий описываемых исследований. В данной работе приведены результаты экспериментов с инжекцией азота на токамаке Глобус-М2 и последующего моделирования.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Глобус-М2 является компактным сферическим токамаком с открытым дивертором и графитовой защитой первой стенки, большой радиус равен $R = 36$ см, малый $a = 24$ см. Тороидальное магнитное поле может достигать 0.9 Тл, ток плазмы 450 кА. Система обмоток полоидального магнитного поля позволяет создавать диверторную конфигурацию как с верхним, так и с нижним положением Х-точки, а также с двумя Х-точками. Так как тороидальный дрейф ионов на токамаке Глобус-М2 направлен вниз, то в большинстве экспериментов используется магнитная конфигурация с нижней Х-точкой. Напуск азота осуществлялся через капилляр на нижнем куполе в приватной области (private flux region) ($R = 24$ см). Внутренний диаметр капилляра составлял 0.5 мм, длина 870 мм, давление газа в баллоне с азотом составляло 1.5 атм. Интенсивность и длительность напуска регулировались с помощью пьезоэлектрического клапана по заданной программе. Температура и плотность электронов в экваториальной плоскости измерялись диагностикой том-

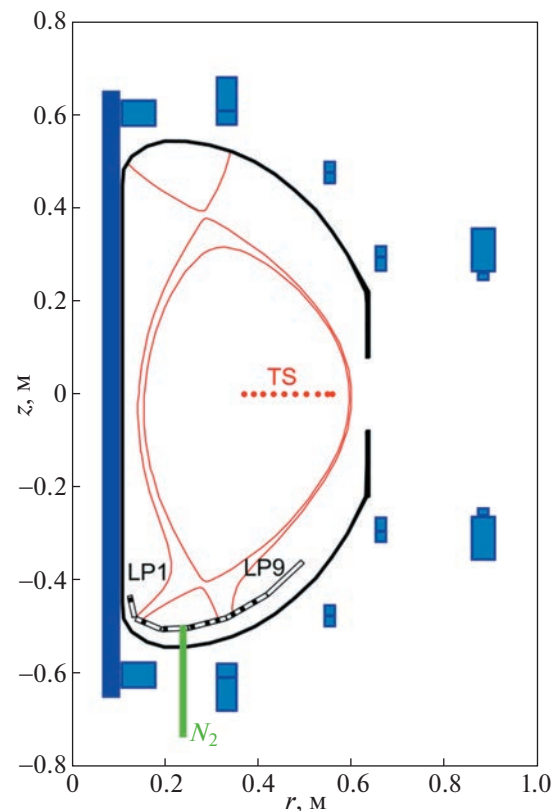


Рис. 1. Расположение диверторных ленгмюровских зондов (LP1–LP9), пространственных точек измерения диагностики томсоновского рассеяния (TS), сепаратрис и капилляра для инжекции азота в описываемых экспериментах. Зонд LP10 имеет ту же координату по большому радиусу, что и зонд LP6.

соновского рассеяния (TS) в десяти пространственных точках с частотой до 330 Гц, временное разрешение составляло 15 нс [6]. Для получения параметров плазмы вблизи дивертора использовались десять плоских ленгмюровских зондов (LP), встроенных в нижние диверторные пластины. Их расположение, а также магнитная конфигурация, которая устанавливалась в данных экспериментах, показаны на рис. 1. В большей части экспериментов работали 6 зондов на внешней пластине, так как на нее идут основные потоки тепла и частиц [7]. Измерения осуществлялись путем снятия зондовых вольтамперных характеристик (ВАХ), при этом потенциал зондов относительно камеры токамака изменялся в диапазоне от -120 до 40 В с частотой около 2.5 кГц. Подробно эта диагностика описана в работе [8]. Следует отметить, что измерение низких (<5 эВ) электронных температур с помощью диверторных ленгмюровских зондов часто сопряжено со значительными трудностями. Эта проблема детально анализируется в [9], где указывается, что возможными причинами могут быть флуктуации

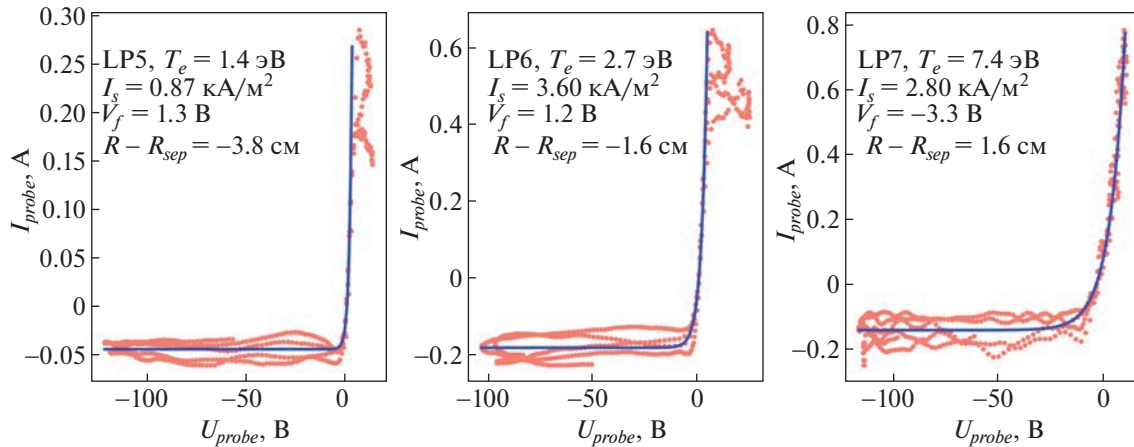


Рис. 2. Вольтамперные характеристики трех диверторных ленгмюровских зондов на внешней пластине при инъекции азота. Разряд #40459, $t = 190.6$ мс. Запись осуществлялась в течение 1 мс, сплошная линия показывает аппроксимацию для нахождения электронной температуры, ионного тока насыщения и плавающего потенциала.

плотности и температуры электронов, ненулевое сопротивление плазмы и электронных цепей системы регистрации, а также ограничения зондового тока из-за конечной площади опорного электрода. В данных экспериментах достаточно уверенно регистрировались температуры < 3 эВ, что, по-видимому, в основном связано с относительно низким тороидальным магнитным полем, которое свойственно сферическим токамакам и расположением зондовой схемы на минимально возможном расстоянии от диверторных пластин. Для иллюстрации на рис. 2 приведены зондовые вольтамперные характеристики во время инъекции азота. С целью уменьшения влияния плазменных флуктуаций производилась запись нескольких характеристик в течение 1–2 мс, которые затем обрабатывались совместно. Зондовые характеристики имеют более или менее “классический” вид, четко видна область ионного тока насыщения и экспоненциальный рост электронного тока. Несмотря на плоскую форму зондов, угол между их поверхностью и силовыми линиями магнитного поля в описываемых экспериментах превышал 5° . В этом случае, согласно [10], вольтамперную характеристику зонда на участке ниже потенциала плазмы можно описать формулой

$$I_{pr} = I_{sat} [\exp\{e(V_{pr} - V_f) / kT_e\} - 1], \quad (1)$$

где I_{pr} и V_{pr} – ток зонда и напряжение на нем, I_{sat} – ионный ток насыщения, T_e – температура электронов и V_f – плавающий потенциал. Для нахождения этих трех параметров экспериментально записанная ВАХ аппроксимировалась зависимостью (1) с помощью стандартного математического пакета.

3. ВРЕМЕННЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ПРИ ИНЖЕКЦИИ АЗОТА

Эксперименты проводились в дейтериевых разрядах с двумя Х-точками. Нижняя Х-точка относилась к основной (внутренней) сепаратрисе, так что основная часть потока тепла поступала на нижние диверторные пластины. Тороидальное магнитное поле равнялось 0.7 Тл, ток плазмы был в диапазоне 200–250 кА. Дополнительный нагрев осуществлялся пучком нейтрального дейтерия с энергией 28 кэВ и длительностью 40 мс, который включался на 160-й миллисекунде. Вкладываемая мощность составляла около 700 кВт. В разрядах с напуском азота магнитная конфигурация, ток плазмы, тороидальное магнитное поле и мощность дополнительного нагрева были такими же, как и в реперных разрядах без напуска. Клапан, регулирующий напуск азота открывался на 140-й мс, инъекция продолжалась в течение 35 мс. Скорость напуска подбиралась таким образом, чтобы добиться как можно более сильного уменьшения теплового потока без деградации параметров центральной плазмы. На рис. 3 для типичного разряда с напуском азота (#41028) показаны осциллограммы тока плазмы, напряжения на обходе, температуры и плотности электронов в центре плазмы, интенсивности свечения линии D-alpha, интегральной по хорде плотности, максимального значения плотности ионного тока насыщения диверторных ленгмюровских зондов, интенсивности света азотной линии, среднечордового эффективного заряда плазмы и максимального значения плотности теплового потока на внешнюю диверторную пластину. Датчик азотной линии был направлен в диверторную область и показывал значительный рост интенсив-

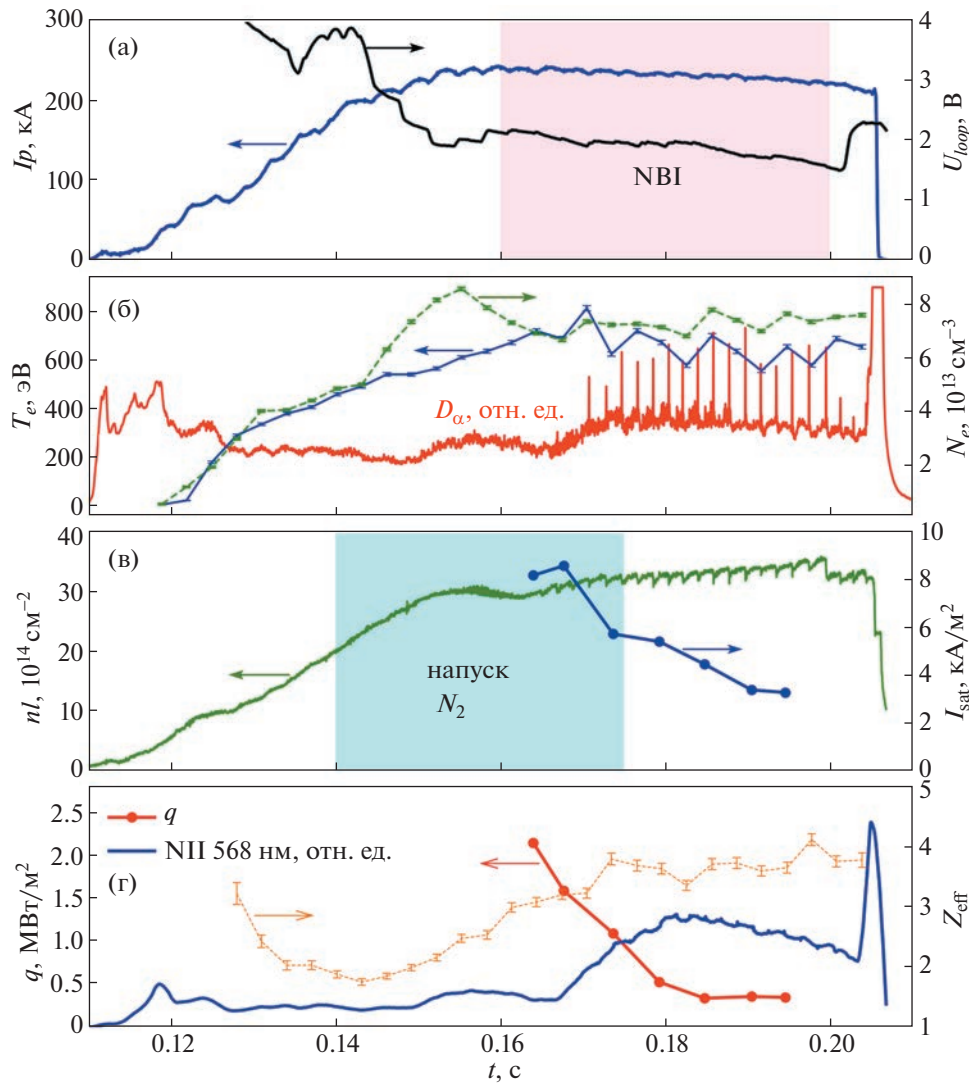


Рис. 3. Осциллограммы тока плазмы и напряжения на обходе (а), температуры и плотности электронов в центре плазмы по данным диагностики томсоновского рассеяния, интенсивности свечения линии D-alpha (б), интегральной по хорде плотности и максимального значения плотности ионного тока насыщения азотной линии, интенсивности свечения азотной линии, максимального значения плотности теплового потока на внешнюю диверторную пластину и эффективного заряда плазмы (г) для разряда #41028. Также отмечены интервалы времени напуска азота и дополнительного нагрева с помощью нейтральной инжекции (NBI).

ности через 30 мс после включения клапана газонапуска примеси, при этом максимальная плотность теплового потока резко уменьшалась. Из рис. 3б видно, что в процессе инжекции параметры основной плазмы, измеренные с помощью диагностики томсоновского рассеяния, не претерпели существенного изменения. Эффективный заряд плазмы (рис. 3г) увеличился с 2 до довольно высокого значения 3.7. Это связано с тем, что на компактных установках с открытым дивертором сложно получить хорошее экранирование примеси. На рис. 3в приведены временные зависимости максимального значения плотности ионного тока насыщения и среднечордовой плотности. Как

известно [11], уменьшение ионного тока насыщения является одним из признаков “отрыва” дивертора, т.е., несмотря на рост плотности в основной плазме, поток частиц на диверторные пластины падает. В режиме с усиленным рециклингом, который обычно реализуется на токамаке Глобус-М2, ионный ток насыщения должен возрастать с увеличением плотности и зависимость согласно двухточечной модели должна быть близка к квадратичной [12].

Сравнение разрядов с инжекцией азота и без нее было выполнено для двух следующих друг за другом разрядов (#40458 и #40459), чтобы исключить различия связанные с состоянием стенок ка-

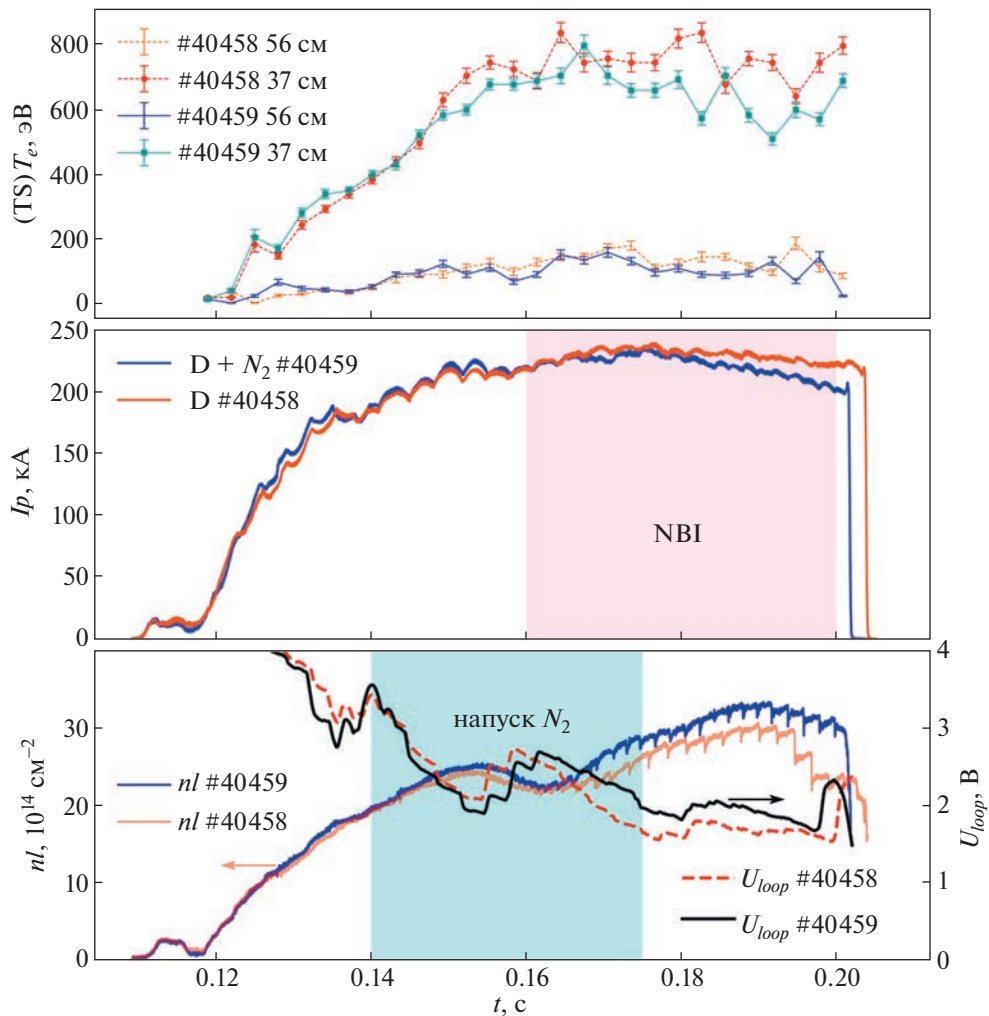


Рис. 4. Сравнение временных зависимостей параметров разряда с напуском азота (#40459) и реперного разряда без напуска (#40458). Сверху вниз: температура электронов в центре (37 см) и на границе основной плазмы (56 см); ток плазмы; интегральная по хорде плотность и напряжение на обходе. Также отмечены интервалы времени напуска азота и дополнительного нагрева с помощью нейтральной инжекции (NBI).

меры. Осциллограммы тока плазмы, температуры электронов в центре и на границе основной плазмы, интегральной по хорде плотности и напряжения на обходе приведены на рис. 4. Как и в большинстве разрядов этой серии с инжекцией азота, среднечордовая плотность приблизительно на 10% выше, а температура электронов на 10% ниже, чем в разрядах без инжекции, т.е. существенного изменения параметров основной плазмы не происходит. Напряжение на обходе в разряде с инжекцией в среднем выше на 0.3 В. Оценка времени удержания энергии для обоих разрядов дает значение порядка 5 мс.

4. ПРОФИЛИ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ВБЛИЗИ ДИВЕРТОРНЫХ ПЛАСТИН

На рис. 5а и 5б приводятся профили температуры электронов, плотности потока тепла, плот-

ности ионного тока насыщения и плотности тока на пластину для внешней пластины дивертора для разрядов #40458 и #40459, измеренные встроенными лентмюровскими зондами в интервале 157–160 мс, когда влияние напуска азота еще не сказывается и в интервале 174–180 мс, когда оно максимально и присутствует дополнительный нагрев с помощью нейтральной инжекции. Время усреднения вольт-амперных характеристик составляло 2 мс, их запись производилась между моментами вспышек краевой неустойчивости (ELM). Движение сепаратрисы вдоль внешней диверторной пластины с достаточно большой скоростью (около 2 м/с) позволило осуществить “сканирование” и отобразить на одном профиле точки для двух моментов времени, соответственно сместив их на несколько мм [13]. Плотность тока на диверторные пластины измерялась путем подачи на зонды нулевого потенциала относи-

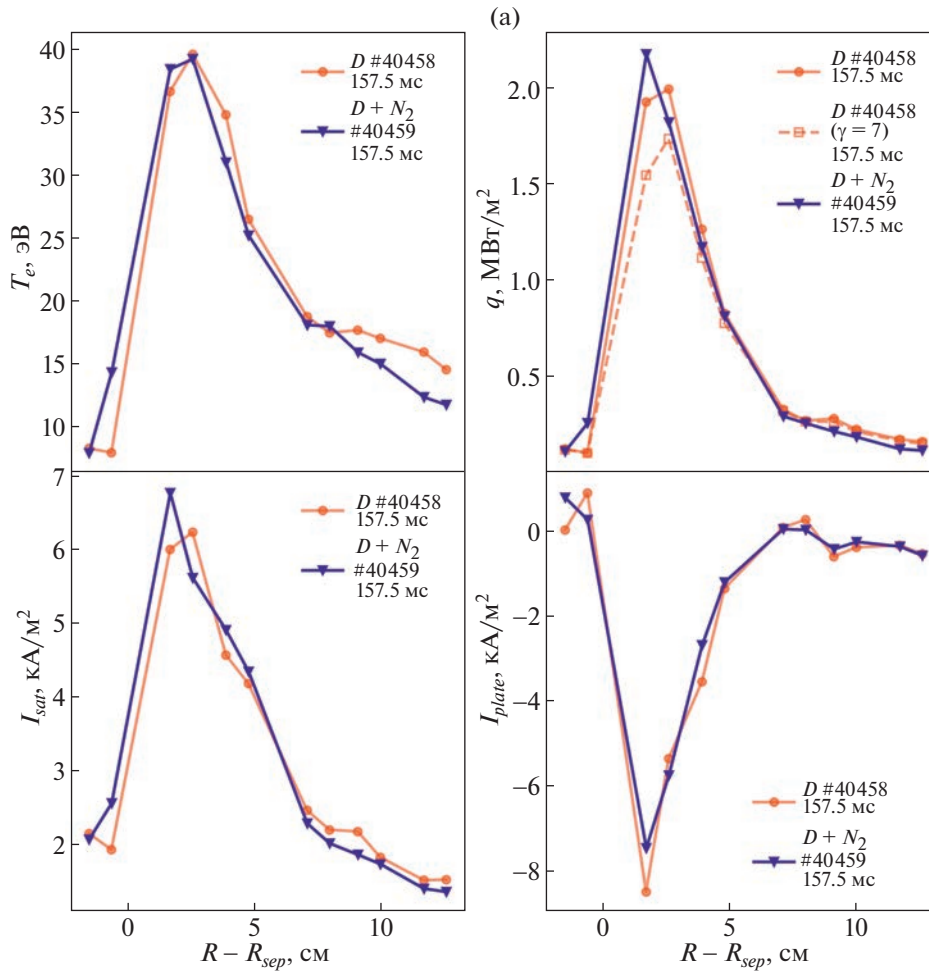


Рис. 5. а) Профили температуры электронов, плотности теплового потока, плотности ионного тока насыщения и плотности тока на пластину на внешней пластине дивертора в разряде с инжекцией азота (#40459) и в реперном разряде (#40458). Пунктиром показана плотность теплового потока, подсчитанная без учета зависимости коэффициента передачи тепла в слое γ от разницы потенциалов V между пластиной и плазмой. В интервале измерений инжекция азота еще не сказывается на параметрах разряда (азот поступает через капилляр длиной 870 мм); б) профили температуры электронов, плотности теплового потока, плотности ионного тока насыщения и плотности тока на пластину на внешней пластине дивертора в разряде с инжекцией азота (#40459) и в реперном разряде (#40458). Пунктиром показана плотность теплового потока, подсчитанная без учета зависимости коэффициента передачи тепла в слое γ от разницы потенциалов V между пластиной и плазмой. В интервале измерений влияние инжекции азота максимально.

тельно камеры, т.е. они служили мониторами тока. Рисунок 5а подтверждает, что до инжекции азота параметры двух разрядов весьма близки. На рис. 5б можно заметить, что в реперном разряде #40458 максимальное абсолютное значение плотности тока на камеру значительно превышает максимальное значение плотности ионного тока насыщения. Данное обстоятельство необходимо учитывать при нахождении плотности теплового потока. Обычно используют формулу $q = \gamma k T_e I_{sat} / (e S_{pr})$, где S_{pr} — площадь собирающей поверхности зонда, T_e — температура электронов, I_{sat} — ионный ток насыщения, γ — коэффициент передачи тепла в слое, и делают предположение, что $T_i \approx T_e$, что дает $\gamma = 7$ [14]. Эта формула применима если токи электронов и ионов на зонд равны (суммарный ток равен нулю), т.е. зонд или диверторная пластина находится под плавающим потенциалом

относительно плазмы. Наличие значительного тока на пластину свидетельствует о том, что следует учитывать зависимость γ от разницы потенциалов V между пластиной и плазмой (2) [12].

$$\gamma(V) = 2.5 T_i / T_e - eV / k T_e + 2[(2\pi m_e / m_i)(1 + T_i / T_e)]^{-1/2} \exp(eV / k T_e) \quad (2)$$

Из этой формулы следует, что если V становится по абсолютной величине меньше плавающего потенциала (порядка $3kT_e/e$ для дейтериевой плазмы) то $\gamma(V)$ начинает резко возрастать, что является следствием экспоненциального роста потока электронов на пластину. На рис. 5а и 5б тепловой поток с использованием (2) изображен сплошной линией, а пунктиром — оценка при использовании постоянного значения $\gamma = 7$. В данных условиях не учет зависимости $\gamma(V)$ приводит к занижению плотности теплового потока на 20%. Можно

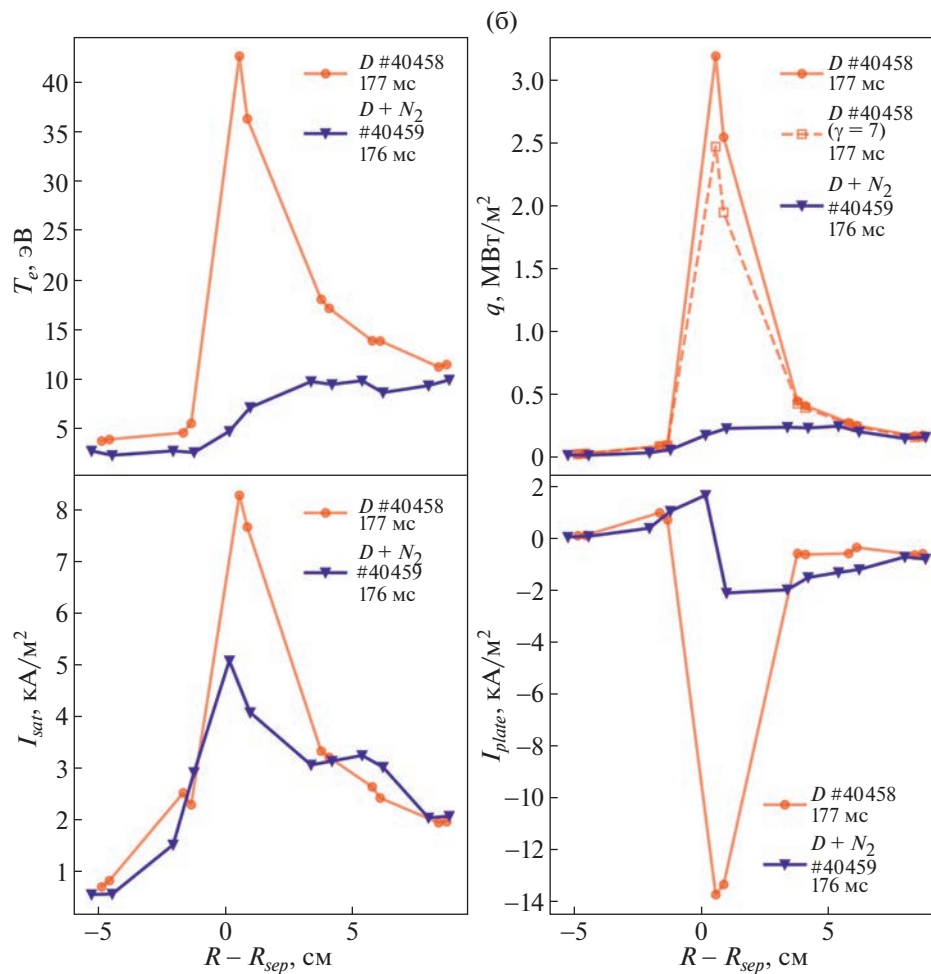


Рис. 5. Окончание

отметить, что в разряде #40458 нейтральная инжекция приводит к увеличению максимального значения плотности теплового потока на внешнюю пластину в полтора раза. Характерный масштаб спада плотности теплового потока λ_q является важным параметром, от которого зависят пиковые нагрузки на дивертор. С помощью полученных данных можно сделать оценку $\lambda_q \approx 3$ мм (при переносе в экваториальную плоскость), что не противоречит известным скейлингам [15]. В разряде с напуском азота максимальная температура электронов вблизи диверторной пластины падает в четыре раза, причем около сепаратрисы температура становится меньше 5 эВ, что наряду с уменьшением ионного тока насыщения в два раза позволяет сделать предположение о частичном отрыве дивертора (partial detachment). Также следует отметить смещение максимума профиля электронной температуры наружу, что характерно для режимов с частичным отрывом [16] и связано с тем, что наиболее благоприятные условия для отрыва наблюдаются вблизи пересечения се-

паратрисы с диверторной пластиной. Соответственно, с уменьшением электронной температуры, максимальная плотность теплового потока уменьшается более чем на порядок. Ток на внешнюю пластину падает приблизительно в семь раз. Подобное уменьшение наблюдалось в экспериментах и моделировании разрядов на токамаке ASDEX Upgrade [17, 18] и может быть объяснено уменьшением термоэлектрического тока вследствие низких электронных температур вблизи дивертора. В работе [17] отмечается, что регистрация тока на пластину является удобным и достаточно надежным индикатором перехода в режим “отрыва”.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Для данных разрядов (#40458 и #40459) было проведено моделирование с помощью кода SOLPS-ITER с учетом дрейфов и электрических токов. Коэффициенты аномального транспорта задавались вручную, все частицы описывались

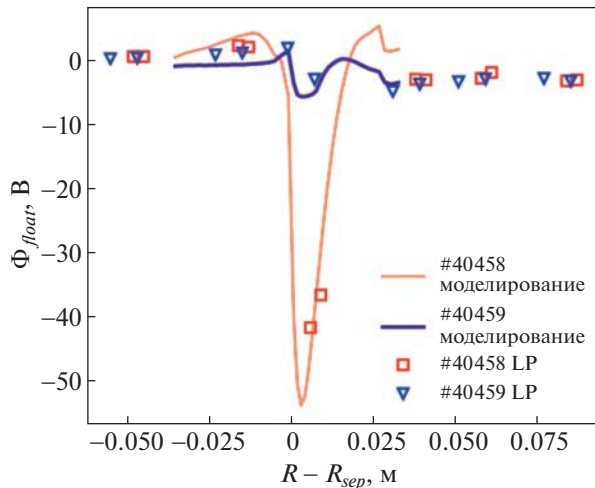


Рис. 6. Рассчитанные и измеренные плавающие потенциалы диверторных ленгмюровских зондов в разрядах с инжекцией азота (#40459) и без нее (#40458).

гидродинамически. В целом, результаты моделирования соответствуют экспериментальным результатам. Расчеты были выполнены для момента времени $t = 175$ мс. Скорость напуска азота была выбрана на уровне 7×10^{19} ат/с. В разряде #40459 рассчитанная максимальная электронная температура уменьшилась на внешней пластине приблизительно в четыре раза по сравнению с реперным разрядом #40458, на внутренней — более чем на порядок: до значений порядка 1 эВ. Соответственно, эффективный заряд внутри сепаратрисы увеличивается с 2 до 3.5, причем при инжекции азота последний является основной излучающей примесью, а в разрядах без инжекции такой примесью был углерод. В разрядах без инжекции суммарная доля излучения внутри расчетной области составляет 17% от вводимой мощности, с инжекцией — 64%. Ток на внешнюю пластину упал более чем в три раза, тепловой поток — в 9 раз. На рис. 6 показано сравнение результатов моделирования и измерений для пространственных распределений плавающих потенциалов зондов, находящихся на внешней пластине. Видно, что наблюдается удовлетворительное согласие расчетов и эксперимента. Существенное уменьшение плавающих потенциалов при инжекции напрямую связано с падением тока на пластину и температуры электронов. На рис. 7 показаны пространственные распределения электронной температуры на внешней диверторной пластине. Также на этом рисунке отображены пространственные распределения электронной температуры в экваториальной плоскости, перенесенные на пластину по магнитным линиям. Легко заметить, что в разряде с инжекцией наблюдается значительное падение температуры вблизи дивертора по сравнению

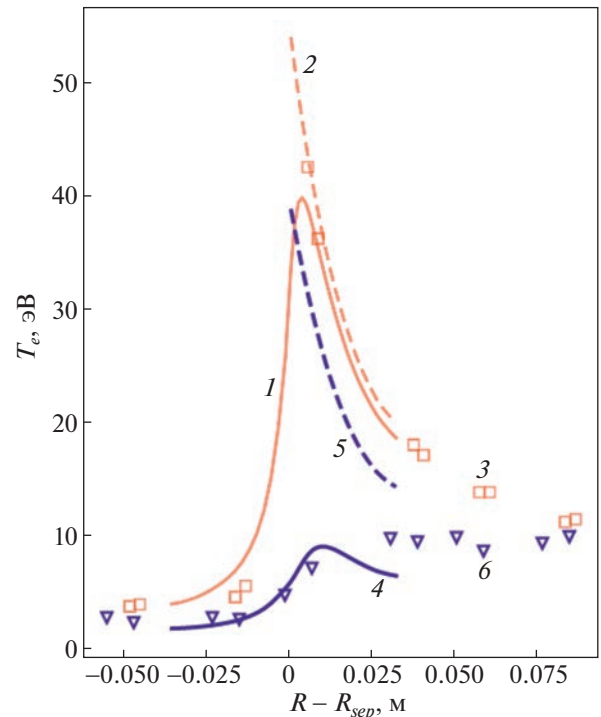


Рис. 7. Результаты моделирования пространственных распределений температуры электронов на внешней диверторной пластине и в экваториальной плоскости при инжекции азота (#40459) в разряде и без нее (#40458). Также приведены результаты измерений с помощью диверторных ленгмюровских зондов (LP). 1 — пластина, #40458, моделирование; 2 — экваториальная плоскость, #40458, моделирование; 3 — пластина, #40458, LP; 4 — пластина, #40459, моделирование; 5 — экваториальная плоскость, #40459, моделирование; 6 — пластина, #40459, LP. Распределения из экваториальной плоскости перенесены на дивертор по магнитным линиям.

с экваториальной плоскостью, в разряде без инжекции эти температуры близки. Также можно отметить хорошее совпадение результатов измерений и моделирования. В общем, результаты моделирования можно охарактеризовать как наличие “отрыва” дивертора на внутренней пластине и частичный “отрыв” на внешней пластине. Более подробно моделирование описано в работе [19].

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На компактном сферическом токамаке Глобус-М2 были выполнены первые эксперименты по уменьшению тепловой нагрузки на диверторные пластины с помощью инжекции азота. Оценки плотности теплового потока, выполненные на основе измерений ионного тока насыщения и температуры электронов диверторными ленгмюровскими зондами показали возможность сниже-

ния тепловой нагрузки на порядок без существенного ухудшения режима удержания плазмы внутри сепаратрисы. Лучшее экранирование примесей по сравнению с тем, что наблюдалось в [4], может быть связано с тем, что на токамаке COMPASS очень небольшое расстояние между X-точкой и дивертором [20]. Данное обстоятельство увеличивает число нейтралей азота, которые проникают в зону удержания, не успев ионизоваться. Измеренные значения тока с пластины в плазму снаружи от пересечения внешней ветви сепаратрисы с диверторной пластиной превышают измеренные значения ионного тока насыщения. Протекающий ток необходимо учитывать при вычислении тепловой нагрузки на дивертор. Результаты моделирования с помощью кода SOLPS-ITER удовлетворительно согласуются с полученными экспериментальными данными.

Исследования проведены на УНУ “Сферический токамак Глобус-М”, входящей в состав ФЦКП “Материаловедение и диагностика в передовых технологиях”. Подготовка диагностических систем токамака (разд. 2) выполнена в рамках контракта 0034-2021-0001, анализ экспериментальных данных (разд. 3, 4) выполнен в рамках контракта 0040-2019-0023. Работа по моделированию (разд. 5) была поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания в сфере науки по проекту № 0784-2020-0020.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kukushkin A.S., Pacher H.D., Loarte A., Komarov V., Kotov V., Merola M., Pacher G.W. and Reiter D. // Nucl. Fusion. 2009. V. 49. № 7. P. 075008. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/49/7/075008>
2. Leonard A.W. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2018. V. 60. № 4. 044001 <https://doi.org/10.1088/1361-6587/aaa7a9>
3. Reimold F., Wischmeier M., Bernert M., Potzel S., Kallenbach A., Müller H.W., Sieglin B., Stroth U. and the ASDEX Upgrade Team // Nucl. Fusion. 2015. V. 55. № 3. P. 033004. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/3/033004>
4. Komm M., Khodunov I., Cavalier J., Vondracek P., Henderson S., Seidl J., Horacek J., Naydenkova D., Adamek J., Bilkova P., Bohm P., Devitre A., Dimitrova M., Elmore S., Faitsch M., Hacek P., Havlicek J., Havranek A., Imrisek M., Krbec J., Peterka M., Panek R., Samoylov O., Sos M., Tomes M., Tomova K., Weinzettl V. and The EUROfusion MST1 Team // Nucl. Fusion. 2019. V. 59. № 10. P. 106035. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab34d2>
5. Kallenbach A., Bernert M., Dux R., Casali L., Eich T., Giannone L., Herrmann A., McDermott R., Mlynek A., Müller H.W., Reimold F., Schweinzer J., Sertoli M., Tardini G., Treutterer W., Viezzer E., Wenninger R., Wischmeier M. and the ASDEX Upgrade Team. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2013. V. 55. № 12. P. 124041. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/55/12/124041>
6. Курские Г.С., Жильцов Н.С., Коваль А.Н., Корнев А.Ф., Макаров А.М., Мухин Е.Е., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Соловей В.А., Ткаченко Е.Е., Толстяков С.Ю., Чернаков П.В. // Письма в ЖТФ. 2021. Т. 47. Вып. 24. С. 41. <https://doi.org/10.21883/PJTF.2021.24.51799.19019>
7. Counsell G.F., Ahn J.-W., Akers R., Arends E., Fielding S.J., Helander P., Kirk A., Meyer H., Tabasso A., Wilson H., Yang Y. // J. Nucl. Mater. 2003. V. 313–316. № 3. P. 804. [https://doi.org/10.1016/S0022-3115\(02\)01439-3](https://doi.org/10.1016/S0022-3115(02)01439-3)
8. Хромов Н.А., Векишина Е.О., Гусев В.К., Литиновский Н.Б., Патров М.И., Петров Ю.В., Сахаров Н.В. // ЖТФ. 2021. Т. 91. Вып. 3. С. 421. <https://doi.org/10.21883/JTF.2021.03.50518.227-20>
9. Février O., Theiler C., De Oliveira H., Labit B., Fedorczak N., Baillod A. // Review of Scientific Instruments. 2018. V. 89. № 5. P. 053502. <https://doi.org/10.1063/1.5022459>
10. Kuang A.Q., Brunner D., LaBombard B., Leccacorvi R., Vieira R. // Review of Scientific Instruments. 2018. V. 89. № 4. P. 043512. <https://doi.org/10.1063/1.5023905>
11. Loarte A., Monk R.D., Martin-Solis J.R., Campbell D.J., Chankin A.V., Clement S., Davies S.J., Ehrenberg J., Errents S.K., Guo H.Y., Harbour P.J., Horton L.D., Ingeson L.C., Jackel H., Lingertat J., Lowry C.G., Maggi C.F., Matthews G.F., McCormick K., O'Brien D.P., Reichle R., Saibene G., Smith R.J., Stamp M.F., Stork D., Vlases G.C. // Nucl. Fusion. 1998. V. 38. № 3. P. 331. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/38/3/303>
12. Stangeby P.C. The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices (IoP Publishing, Bristol), 2000.
13. Antar G.Y., Counsell G., Ahn J.-W., Yang Y., Price M., Tabasso A., Kirk A. // Phys. Plasmas. 2005. V. 12. № 3. 032506. <https://doi.org/10.1063/1.1861894>
14. Stangeby P.C., McCracken G.M. // Nucl. Fusion. 1990. V. 30. № 7. 1225. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/30/7/005>
15. Eich T., Leonard A.W., Pitts R.A., Fundamenski W., Goldston R.J., Gray T.K., Herrmann A., Kirk A., Kallenbach A., Kardaun O., Kukushkin A.S., LaBombard B., Maingi R., Makowski M.A., Scarabosio A., Sieglin B., Terry J., Thornton A. // Nucl. Fusion. 2013. V. 53. № 9. P. 093031. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/53/9/093031>
16. Loarte A., Hughes J.W., Reinke M.L., Terry J.L., LaBombard B., Brunner D., Greenwald M., Lipschultz B., Ma Y., Wukitch S., Wolfe S. // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. № 5. P. 056105. <https://doi.org/10.1063/1.3567547>

17. Kallenbach A., Dux R., Fuchs J.C., Fischer R., Geiger B., Giannone L., Herrmann A., Lunt T., Mertens V., McDermott R., Neu R., Pütterich T., Rathgeber S., Rohde V., Schmid K., Schweinzer J., Treutterer W. and ASDEX Upgrade Team // Plasma Phys. Control. Fusion. 2010. V. 52. № 5. P. 055002.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/52/5/055002>
18. Rozhansky V., Kaveeva E., Senichenkov I., Sytova E., Veselova I., Voskoboynikov S., Coster D. // Contrib. Plasma Phys. 2018. V. 58. № 6–8. P. 540.
<https://doi.org/10.1002/ctpp.201700119>
19. Vekshina E., Dolgova K., Rozhansky V., Kaveeva E., Senichenkov I., Molchanov P., Timokhin V., Khromov N., Zhiltsov N., Bakharev N., Kiselev E., Tuhmeneva E. // Phys. Plasmas. 2023. V. 30. № 042504.
<https://doi.org/10.1063/5.0134542>
20. Khodunov I., Komm M., Havranek A., Adamek J., Bohm P., Cavalier J., Seidl J., Devitre A., Dimitrova M., Elmore S., Faitsch M., Hacek P., Havlicek J., Hron M., Imrisek M., Krbec J., Peterka M., Panek R., Samoylov O., Tomes M., Tomova K., Vondracek P., Weinzettl V. and the EUROfusion MST1 Team // Plasma Phys. Control. Fusion. 2021. V. 63. № 6. P. 065012.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/abf03e>

УДК 533.9

ОСОБЕННОСТИ СРЫВА ПЛАЗМЫ В СФЕРИЧЕСКОМ ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-M2

© 2023 г. Н. В. Сахаров^{a,*}, А. А. Кавин^b, А. Б. Минеев^{b,**}, Н. Н. Бахарев^a, Э. Н. Бондарчук^b,
В. К. Гусев^a, Н. С. Жильцов^a, Е. О. Киселев^a, Г. С. Курский^a, В. Б. Минаев^a,
Ю. В. Петров^a, И. Ю. Родин^b, О. М. Скрекель^a, А. Ю. Тельнова^a, Е. Е. Ткаченко^a,
В. А. Токарев^a, Е. А. Тюхменева^a, П. Б. Щеголев^a

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

^bНаучно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова (НИИЭФА),
Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: nikolay.sakharov@mail.ioffe.ru

**e-mail: min-anat@mail.ru

Поступила в редакцию 05.09.2023 г.

После доработки 26.10.2023 г.

Принята к публикации 01.11.2023 г.

Приведены данные о процессах срыва тока плазмы в модернизированном сферическом токамаке Глобус-M2. С помощью диагностики томсоновского рассеяния лазерного излучения измерены профили температуры и плотности электронов до срыва, сразу после теплового срыва и в стадии срыва тока плазмы. Определена зависимость времени спада тока плазмы при срыве от величины тока перед срывом. По данным магнитных измерений определено распределение в оболочке камеры наведенного при срыве тороидального тока. Выполнены расчеты электромагнитных нагрузок на камеру.

Ключевые слова: сферический токамак, Глобус-M2, тепловой срыв, токовый срыв, скейлинг

DOI: 10.31857/S0367292123601157, **EDN:** CFDDWE

1. ВВЕДЕНИЕ

В работах [1, 2] проведен анализ больших срывов в сферическом токамаке Глобус-M при уровне тока плазмы $I_p \leq 230$ кА и тороидальном магнитном поле $B_{T0} \leq 0.5$ Тл. Отмечены основные отличия полученных зависимости длительности токового срыва t_{CQ} от данных, накопленных для проекта ИТЭР [3, 4]. Линейное время срыва тока определено в соответствии с международной базой данных по срывам как $t_{CQ} = (t_{20} - t_{80})/0.6$, где t_{80} , t_{20} — моменты времени, в которые ток плазмы достигает 80% и 20% от исходного значения перед срывом (индекс CQ — current quench). Также в международной базе данных используется нормировка t_{CQ} на площадь поперечного сечения плазмы перед срывом S для сравнения времени срыва в токамаках с разными размерами.

В работе [1] было показано, что ряд закономерностей параметров плазмы при срывах в сферическом токамаке Глобус-M существенно отличается от ожидаемых параметров проекта ИТЭР [3, 4]. Главным из указанных отличий является увеличение длительности токового срыва t_{CQ} при росте тока плазмы I_p , близкое к линейному зако-

ну. Другая отмеченная в [1, 2] особенность связана с характером поступления примесей в разряд в ходе срыва: наилучшее соответствие эксперимента с данными расчета получено при линейном законе накопления примесей (в проекте ИТЭР предполагается основное поступление примесей на стадии теплового срыва, который предшествует токовому). Наконец, отмечено отсутствие убегающих электронов при срыве. Указанные отличия в целом работают в пользу смягчения последствий срывов в сферическом токамаке. Сопоставление ряда экспериментальных параметров срывов в токамаках Глобус-M, Глобус-M2 (размеры плазмы в обеих установках: большой радиус $R = 0.36$ м, малый радиус $a = 0.24$ м) и их ожидаемых значений в проекте ИТЭР приведено в таблице 1.

Настоящая работа продолжает анализ, начатый для экспериментов на Глобус-M, с использованием данных сферического токамака Глобус-M2 при увеличенном токе плазмы $I_p \leq 430$ кА и тороидальном магнитном поле $B_{T0} \leq 0.9$ Тл с целью выяснить, прослеживаются ли отмеченные в [1, 2] закономерности и тенденции. Эти вопросы особо важны с точки зрения экстраполяции ре-

Таблица 1. Сопоставление экспериментальных и ожидаемых параметров срыва в установках Глобус и ИТЭР

Характеристика	База данных ИТЭР [3, 4]	База данных Глобус-М [1, 2]
Соотношение длительностей теплового и токового срыва	$t_{\text{IQ}} \ll t_{\text{CQ}}$	$t_{\text{iq}} < t_{\text{CQ}}$
Средняя температура электронов во время токового срыва плазмы T_e , эВ	$\leq 5-10$	≥ 10
Механизм физического распыления стенок во время токового срыва	Не работает	Работает
Поступление примесей в плазму в период срыва	Главным образом в ходе теплового срыва	В ходе как теплового, так и токового срыва
Генерация убегающих электронов	Генерация очень вероятна	Генерация мало вероятна
Скейлинг для минимальной длительности $t_{\text{CQ}, \text{min}}$ токового срыва	Скейлинг $t_{\text{CQ}, \text{min}}$ слабо зависит от $j_p^{(*)}$ $t_{\text{CQ}, \text{min}}/S \approx 1.67 \text{ мс/м}^2$	$t_{\text{CQ}, \text{min}}/S \propto j_p$. При $j_p > 0.5 \text{ МА/м}^2$ $t_{\text{CQ}, \text{min}}/S > 1.67 \text{ мс/м}^2$

(*) j_p – плотность тока перед срывом, $j_p = I_p/S$, где S – площадь сечения плазмы перед срывом.

зультатов на параметры следующей установки – сферического токамака Глобус-3 [5–7] с током плазмы $I_p \sim 800$ кА и тороидальным магнитным полем $B_{T0} \sim 1.5$ Тл, который, по ряду показателей, можно считать водородным прототипом нейтронного источника.

Важно отметить, что величина t_{CQ} в Глобус-М2 при токе плазмы $I_p \sim 400$ кА оказалась масштаба миллисекунды и более. Имеющиеся на Глобус-М2 диагностики в этом случае позволяют проводить прямые измерения ряда характеристик плазмы (в частности, профилей плотности и температуры электронов) непосредственно в ходе токового срыва. Зондирование плазмы лазером диагностики томсоновского рассеяния осуществляется в течение всего разрядного импульса. Лазерные импульсы следуют с периодом 3 мс.

Новая база данных по срывам в Глобус-М2 включает несколько десятков разрядов с дейтериевой плазмой. Диапазон параметров плазмы перед срывом: $B_{T0} = 0.6-0.91$ Тл; $I_p = 70-426$ кА; вытянутость сечения плазмы в вертикальном направлении $k = 1.36-1.96$; треугольность $\delta = 0.16-0.35$ (величина δ определена как половина суммы верхней и нижней треугольности); аспектное отношение $R/a = 1.58-2.08$. В большинстве разрядов в плазму инжектировались один или два атомных пучка с энергией до 30 кэВ и 50 кэВ соответственно. Суммарная мощность инжекции достигала величины 1.6 МВт.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 приведены типичные для собранной базы данных параметры разряда 42784 (ток плазмы перед срывом $I_p \approx 330$ кА), в котором импульс

лазера диагностики томсоновского рассеяния лазерного излучения попал в короткий промежуток времени между тепловым срывом и срывом тока (в момент теплового срыва наблюдается резкий спад интенсивности мягкого рентгеновского излучения SXR). В разряде 42784 в плазму дейтерия инжектировался пучок дейтерия с энергией атомов 30 кэВ, мощностью 0.7 МВт. Инжекция пучка заканчивалась примерно за 1 мс до срыва тока плазмы.

Профили температуры и плотности электронов в два момента времени перед тепловым срывом и сразу после него показаны на рис. 2. Как следует из рис. 2, сразу после теплового срыва концентрация электронов меняется слабо, а температура в центре плазмы снижается примерно в 2.5 раза. В разряде 42784 величина $t_{\text{CQ}} \sim 0.7$ мс.

Данные по срывам тока плазмы приведены на рис. 3–6. Геометрические параметры плазмы найдены с помощью алгоритма подвижных токовых колец [8, 9], который позволяет восстановить крайнюю замкнутую магнитную поверхность плазмы и магнитные поверхности за ее пределами. В алгоритме ток плазмы заменяется набором из 19 подвижных колец. Входными данными являются токи в обмотках электромагнитной системы, ток плазмы и сигналы замкнутых по обходу тора петель, расположенных на поверхности вакуумной камеры. Примеры реконструкции границы плазмы в период срыва тока приведены в работах [1, 2].

Данные, полученные на модернизированном токамаке Глобус-М2 (кружки на рис. 3–6) относятся к разрядам с тороидальным магнитным полем 0.8–0.9 Тл, вытянутостью плазмы в верти-

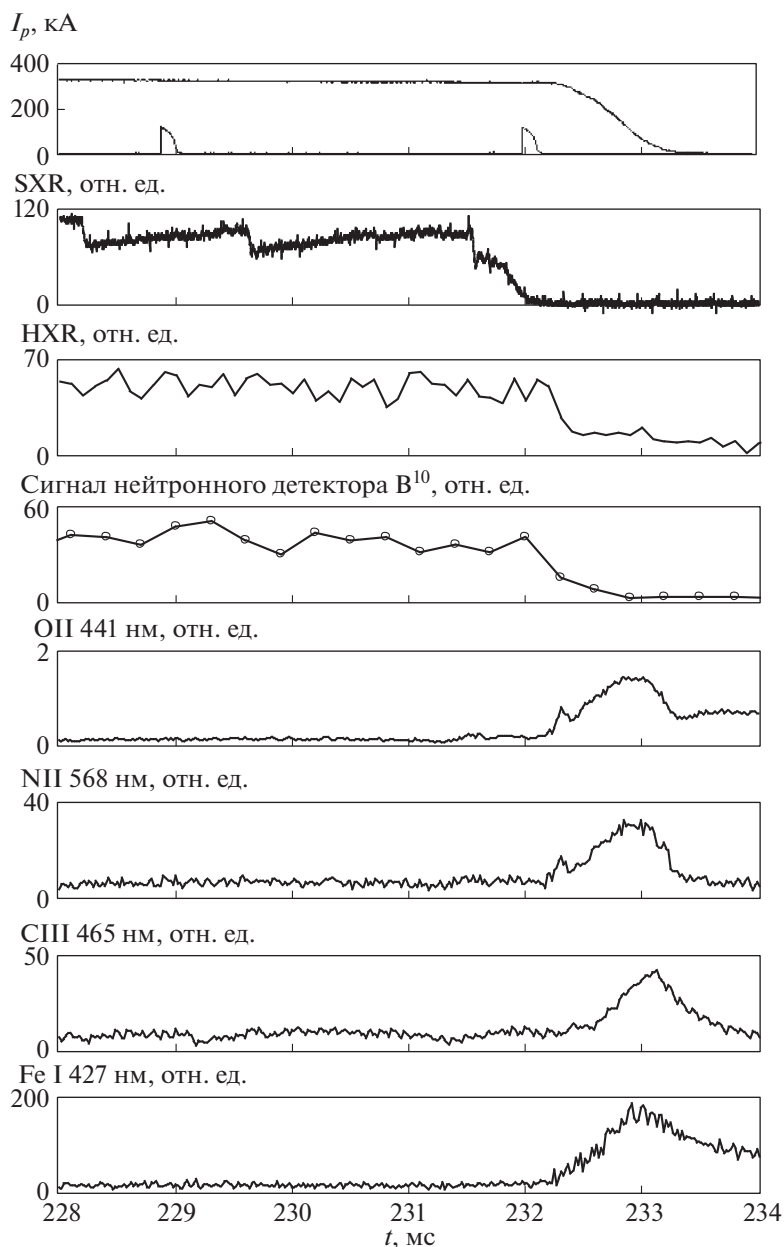


Рис. 1. Глобус-М2, разряд 42784: эволюция параметров плазмы в период срыва. Сверху вниз: ток плазмы I_p и метки включения лазера диагностики томсоновского рассеяния (передний фронт сигнала на рисунке), интенсивность мягкого рентгеновского излучения SXR, интенсивность жесткого рентгеновского излучения HXR, фиксируемая детектором LaBr_3 , сигнал нейтронного детектора B^{10} , интенсивности излучения линий О II, N II, С III, Fe I. Параметры плазмы перед срывом: $B_{T0} = 0.8$ Тл, $\kappa = 1.96$, $\delta = 0.29$, $q_{95} = 6.6$.

кальном направлении перед срывом 1.7–1.9, средней треугольностью сечения 0.25–0.33.

Приведенная на рис. 3–4 зависимость длительности токового срыва от тока плазмы в целом подтверждают закономерность, отмеченную в статье [1]: близкий к линейному рост $t_{CQ}(I_p)$. Также сохраняется слабая зависимость линейной скорости спада тока I_p/t_{CQ} от плотности тока перед срывом (рис. 5). Более сильное различие на-

блюдается для максимального значения скорости спада тока $dI_{p\text{max}}/dt$, см. рис. 6. Наблюдаемая в наших экспериментах зависимость t_{CQ} от тока плазмы является нетипичной для разрядов в обычных токамаках, накопленной в международной экспериментальной базе данных по срывам. Эта зависимость, однако, соответствует результатам, полученным на сферическом токамаке NSTX [10].

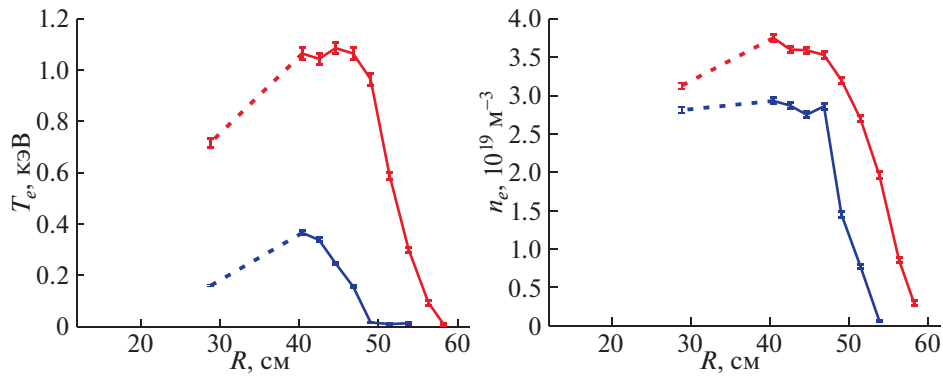


Рис. 2. Профили температуры электронов (слева) и плотности электронов (справа) до теплового срыва (красные кривые, $t = 229$ мс) и сразу после него (синие кривые, $t = 232$ мс).

В разрядах на установке Глобус-М2 систематически наблюдался спад сигналов интенсивности жесткого рентгеновского излучения НХР во время теплового и токового срыва. Типичная зависимость эволюции НХР до и в ходе срыва приведена на рис. 1. Она свидетельствует об отсутствии сколь-либо заметной генерации убегающих электронов при срыве. Примечательно, что интенсивность НХР не изменяется после теплового срыва. Ее резкий спад начинается только в фазе срыва тока плазмы.

На рис. 1 также приведена динамика излучения линий основных примесей в период теплового и токового срыва. При интерпретации этих данных следует, вообще говоря, учитывать смещение плазмы при срыве в вертикальном направлении. Тем не менее, приведенные данные позволяют сделать ряд выводов:

— основное поступление примесей в разряд происходит именно во время срыва, в предшествующей стадии разряда оно существенно меньше;

— рост поступления примесей в плазму имеет место уже в ходе теплового срыва (см. пики интенсивности излучения линий ОП и НИ в разряде 42784 на рис. 1), в период токового срыва интенсивность излучения линий примесей продолжает возрастать, что свидетельствует об их дополнительном поступлении.

В разрядах импульсы лазера диагностики томографического рассеяния для измерения профилей $n_e(r)$ и $T_e(r)$ случайным образом попадают в разные стадии срыва. Ниже приведены данные разрядов, в которых момент измерения смещается от теплового срыва в более позднюю стадию токово-

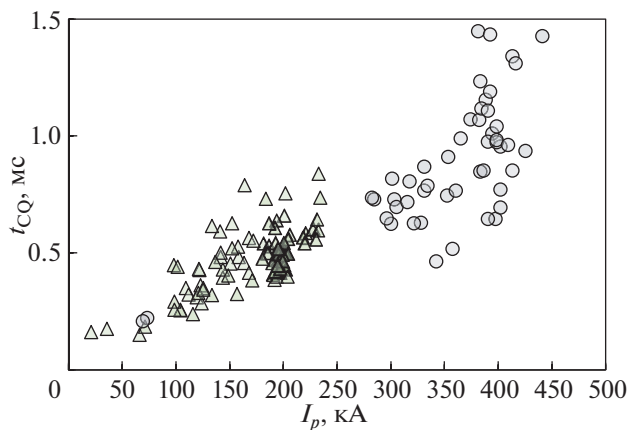


Рис. 3. Время спада тока t_{CQ} в зависимости от величины тока плазмы перед срывом. Δ — Глобус-М (данные из статьи [1]), $\circ$ — Глобус-М2.

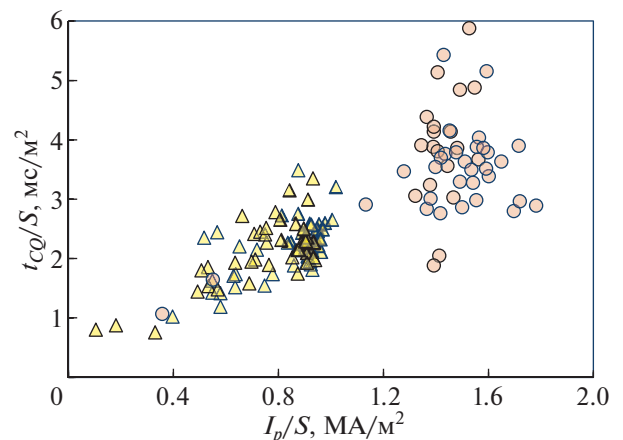


Рис. 4. Нормализованное на площадь сечения плазмы время срыва t_{CQ}/S в зависимости от плотности тока плазмы перед срывом. Δ — объединенные данные для плазмы водорода и дейтерия в токамаке Глобус-М, $\circ$ — плазма дейтерия, Глобус-М2.

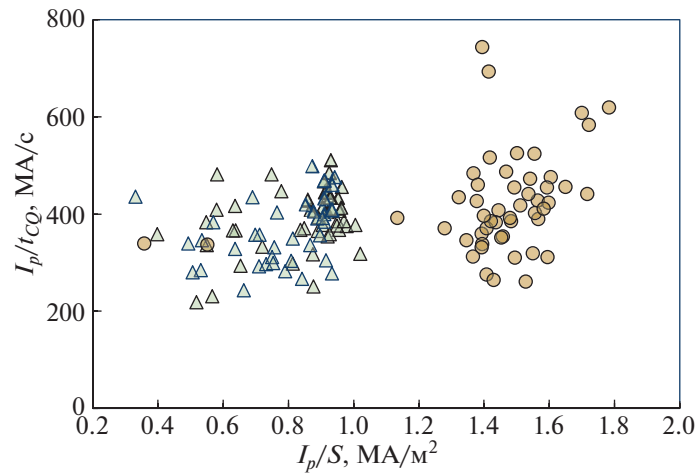


Рис. 5. Линейная скорость спада тока плазмы во время срыва в зависимости от плотности тока перед срывом. $\triangle$ — данные Глобус-М, $\circ$ — данные Глобус-М2.

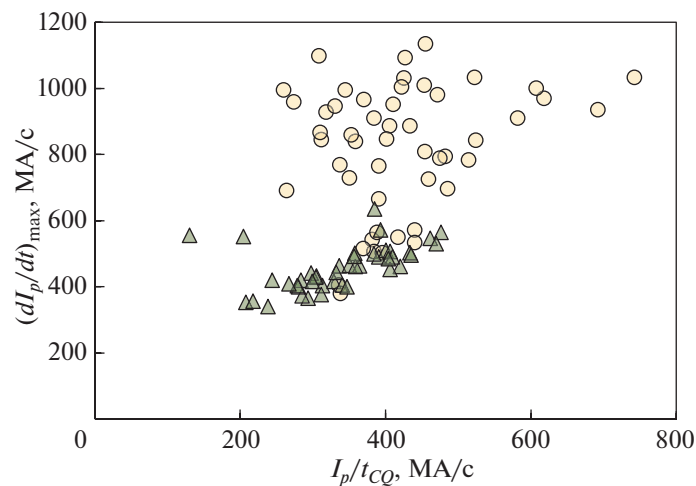


Рис. 6. Максимальная скорость спада тока плазмы во время срыва в зависимости от плотности тока перед срывом. $\triangle$ — данные Глобус-М, $\circ$ — данные Глобус-М2.

го срыва. Несмотря на то, что эти данные получены в разных разрядах, они дают информацию как об эволюции профилей n_e и T_e до срыва и в ходе срыва, так и о поступлении примесей в разряд (при сопоставлении профиля $n_e(r)$ до и в процессе срыва).

В разряде 42777 (рис. 7) импульс лазера попал в самое начало токового срыва, когда уход плазмы по вертикали практически отсутствует, а инжекция атомных пучков суммарной мощностью около 800 кВт закончилась примерно за 4 мс до срыва.

Профили температуры и плотности электронов перед срывом и в начальной стадии срыва по-

казаны на рис. 8. Температура электронов в центре плазмы падает примерно в 6 раз в начальной стадии срыва тока до величины $T_e \sim 200$ эВ. Плотность электронов в центре снижается вдвое. Уплотнение профиля плотности, скорее всего, связано с поступлением примесей со стенок в разряд.

В разряде 42145 профили T_e и n_e были измерены в середине фазы срыва тока плазмы. Положение импульсов лазера показано на рис. 9. Как и в описанном выше разряде 42777 смещение плазмы в вертикальном направлении в момент измере-

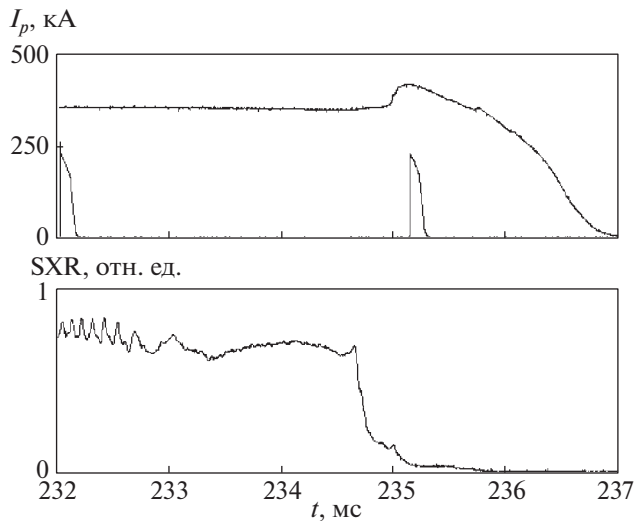


Рис. 7. Сверху вниз: I_p и импульсы лазера, интенсивность сигнала SXR в разряде 42777. Параметры плазмы перед срывом: $B_{T0} = 0.9$ Тл, $\kappa = 1.82$, $\delta = 0.29$, $q_{95} = 6.5$.

ний было незначительным. Срыв произошел во время инъекции двух пучков суммарной мощностью 1.6 МВт.

Профили температуры и плотности электронов плазмы приведены на рис. 10. Профиль температуры после срыва пикирован. Профиль плотности, наоборот, имеет максимум на периферии. Плотность электронов в центре плазмы примерно та же, что и до срыва, на периферии — вдвое больше. Возможное объяснение такого поведения плотности — поступление примесей в разряд. Пикирование профиля температуры $T_e(r)$ также может быть связана с периферийным излучением примесей.

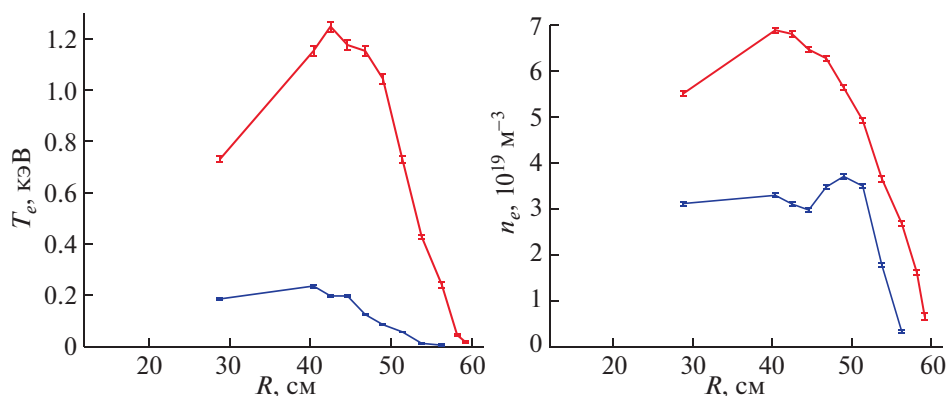


Рис. 8. Профили температуры электронов (слева) и плотности электронов (справа) в разряде 42777 до (красные кривые, $t = 232$ мс) и в начале срыва тока плазмы (синие кривые, $t = 235$ мс).

В целом, эволюция профилей плотности и температуры в ходе токового срыва говорит о существенности поступления примесей со стенок.

3. НАГРЕВ ОБРАЩЕННОЙ К ПЛАЗМЕ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ СРЫВЕ

Для изучения нагрева обращенной к плазме поверхности применялась инфракрасная камера [9], установленная в экваториальной плоскости токамака. Основная поверхность камеры облицована графитовыми плитками. Измерения проводились в окне 64×52 пикселя с частотой кадров 2.6 кГц. На рис. 11 показана температура графитовой пластины, расположенной в средней плоскости тора со стороны слабого магнитного поля во время срыва в разряде 42363 и рассчитанный тепловой поток: слева (область 2 на рис. 12 а) и справа (область 3 на рис. 12 а). В период срыва в плазму инжестировались два пучка суммарной мощностью 1.1 МВт.

Нагрев пластины слева определяется преимущественно ионами плазмы, в то время как справа — электронами. Из-за неточности установки эта пластина и пластина над ней выдвинуты на несколько мм ближе к центру токамака. По этой причине пластины справа находятся в их тени. На рис. 12б показано распределение температуры поверхности пластин (область 1 на рис. 12а) непосредственно после теплового срыва и после начала срыва тока (примерно через 1 мс после начала теплового срыва). Данные тепловизора показывают, что пластина греется ионами в течение теплового срыва. Нагрев электронами делится на два этапа: первая часть электронов теряется в течение теплового срыва, а вторая — во время срыва тока, что не противоречит данным диагностики томсоновского рассеяния. Отметим также, что нагрев стенки локален и не превышает 100 градусов,

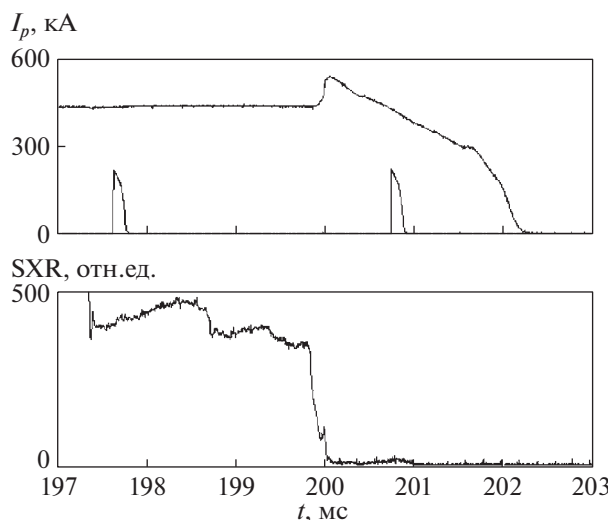


Рис. 9. Сверху вниз: I_p и метки включения лазера, интенсивность сигнала SXR в разряде 42 145. Параметры плазмы перед срывом: $B_{T0} = 0.8$ Тл, $\kappa = 1.89$, $\delta = 0.34$, $q_{95} = 6.4$.

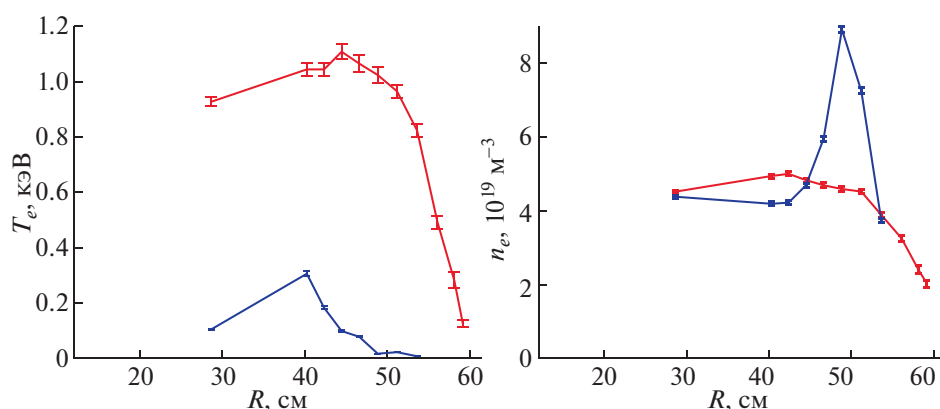


Рис. 10. Профили температуры электронов (слева) и плотности электронов (справа) в разряде 42145 до (красные кривые, $t = 198$ мс) и в середине фазы (синие кривые, $t = 201$ мс) срыва тока плазмы.

а тепловой поток не выше 9 МВт/м^2 , что сравнимо с нагревом стенки из-за пилообразных колебаний.

4. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ НАГРУЗКИ НА КАМЕРУ ТОКАМАКА В ПЕРИОД СРЫВА ТОКА

Для анализа электромагнитных нагрузок на камеру был выбран разряд 42 145 с током плазмы перед срывом 440 кА в тороидальном магнитном поле 0.8 Тл. На рис. 13 приведены эволюция тока плазмы и полного наведенного тороидального тока в вакуумной камере. В период срыва плазма смещалась в сторону нижнего купола. Конструкция стальной оболочки камеры описана в работе [2]. Важно отметить, что максимальная величина

наведенного тока составляет “всего” 160 кА при токе плазмы перед срывом ~ 440 кА, что существенно меньше ожидаемых значений, основанных на результатах экспериментов в низком тороидальном магнитном поле $B_T = 0.25\text{--}0.5$ Тл на токамаке Глобус-М [2]. По нашему мнению, это является следствием увеличения длительности токового срыва при росте тока плазмы (см. рис. 3).

Распределение максимального наведенного в камере тока по полоидальному обходу вакуумной камеры при срыве ($t \approx 202.3$, $I_{VV} \approx 160$ кА) показано на рис. 14. Максимальное значение этого тока достигается вблизи средней плоскости тора как со стороны слабого, так и со стороны сильного магнитного поля.

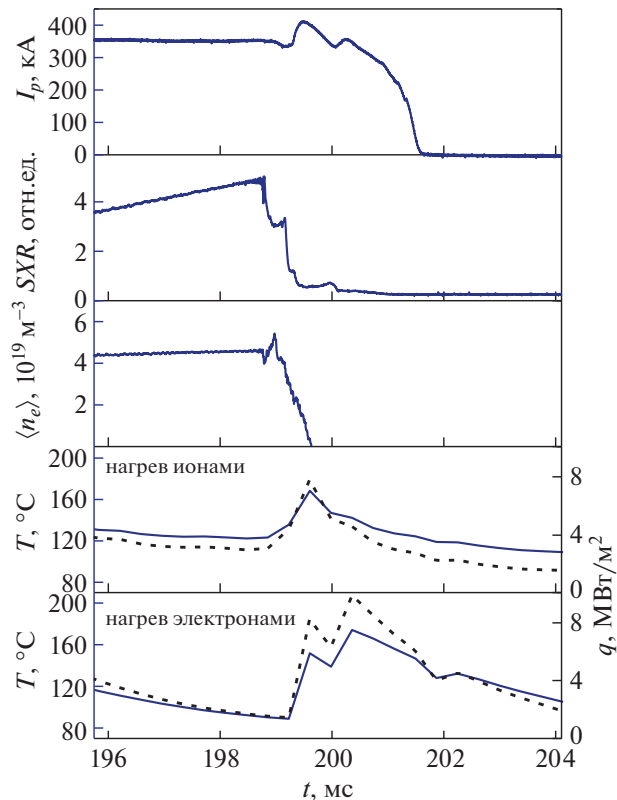


Рис. 11. Глобус-М2, разряд 42363: эволюция параметров во время срыва в разряде 42263. Сверху вниз: ток плазмы I_p , интенсивность мягкого рентгеновского излучения SXR, средняя вдоль хорды наблюдения плотность $\langle n_e \rangle$, температура поверхности графитовой пластины (сплошная линия) и тепловой поток (пунктирная линия) в областях 2 (нагрев ионами) и 3 (нагрев электронами) на рис. 12а). Параметры плазмы перед срывом: $B_T = 0.9$ Тл, $\kappa = 1.75$, $\delta = 0.34$, $q_{95} = 7.9$.

На рис. 15а показано распределение нормального электромагнитного давления на камеру P_n в момент времени $t \approx 202.3$ мс. Величина давления вычисляется как произведение наведенного в элементах камеры тороидального тока на полоидальное магнитное поле, касательное поверхности камеры. Положительные значения нормального давления соответствуют направлению наружу от контура камеры. Также в качестве иллюстрации на рис. 15б нормальное давление на камеру показано стрелками. Направление стрелок соответствует направлению давления, а их длина пропорциональна его величине. Максимальная абсолютная величина давления на камеру ≈ 35 кПа.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Описанные в настоящей статье данные исследования большого срыва тока плазмы на токамаке Глобус-М2 подтверждают основные выводы, сделанные в работах [1, 2] по результатам экспериментов на токамаке Глобус-М в условиях примерно в 2–3 раза меньшего тороидального

магнитного поля и тока плазмы. Сохранилась характерная для сферического токамака благоприятная линейная зависимость времени срыва от тока плазмы перед срывом. Индуцированный при срыве тороидальный ток в камере оказался несколько меньше ожидаемого согласно [2], что привело к снижению действующих на камеру электродинамических нагрузок. Модернизированная диагностика томсоновского рассеяния лазерного излучения позволила измерить профили температуры и плотности электронов в десяти пространственных точках как сразу после теплового срыва, так и в разные моменты времени в фазе срыва тока. На основании систематических данных измерений интенсивности жесткого рентгеновского излучения подтвердился вывод об отсутствии сколь-либо заметной генерации убегающих электронов при срыве.

Накопленную информацию по срывам можно применить для экстраполяции характеристик срыва на параметры токамака Глобус-3, который находится в настоящее время в стадии предэскизной проработки. Предварительные базовые параметры установки Глобус-3: $R = 0.76$ м, $a = 0.44$ м,

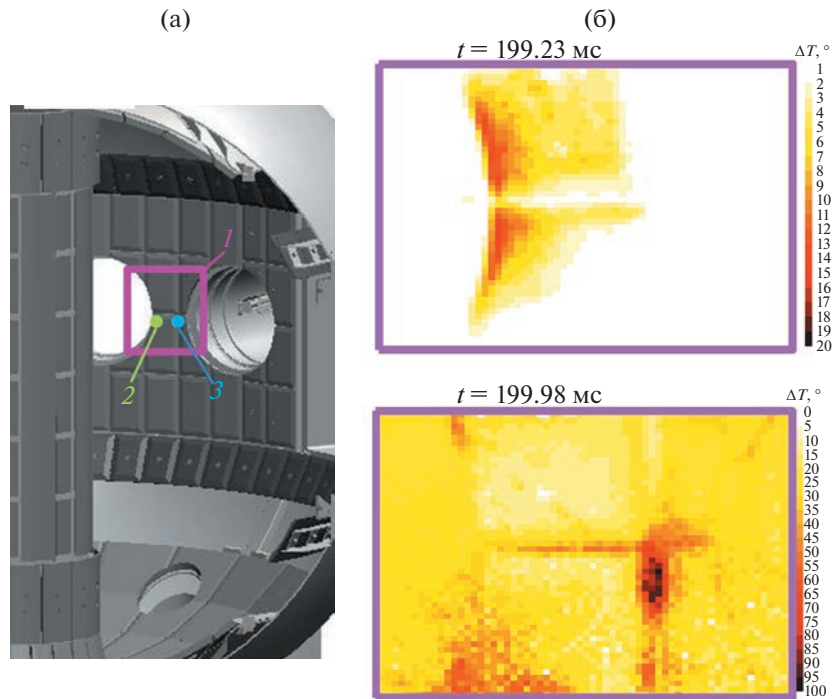


Рис. 12. а): Камера токамака, вид изнутри. 1 — область наблюдения тепловизора. Области 2 и 3 соответствуют нагреву графитовой пластины ионами и электронами соответственно. б): разряд 42363, нагрев пластин в области 1 через 0.38 мс после начала теплового срыва (сверху) и через 1.14 мс после теплового срыва (снизу).

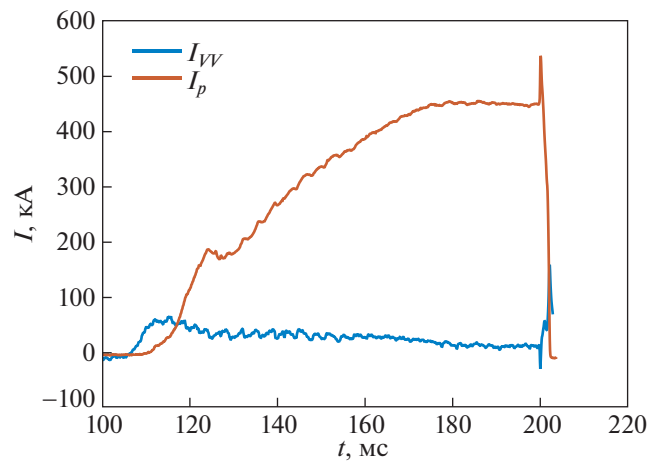


Рис. 13. Эволюция тока плазмы I_p и полного тороидального тока по камере I_{VV} в разряде 42145.

$\kappa \sim 1.8$, $I_p = 800$ кА, $B_{T0} = 1.5$ Тл. Для указанных параметров поперечное сечение плазмы перед срывом $S \approx 1$ м², а плотность тока плазмы $j_p = I_p/S \approx 0.8$ МА/м². В этом случае параметры находятся в средней части рис. 4, и оценка времени токового срыва в Глобус-3 дает $t_{CQ}/S \sim 2.5$ мс/м² и $t_{CQ} \sim 3$ мс. Для средней скорости спада тока в этом случае получаем относительное небольшое значение

$I_p/t_{CQ} \approx 200\text{--}300$ МА/с, что позволяет рассчитывать на умеренные электродинамические нагрузки на камеру.

Исследования проведены на УНУ “Сферический токамак Глобус-М”, входящей в состав ФЦКП “Материаловедение и диагностика в передовых технологиях”. Подготовка эксперимента и источников дополнительного нагрева плазмы

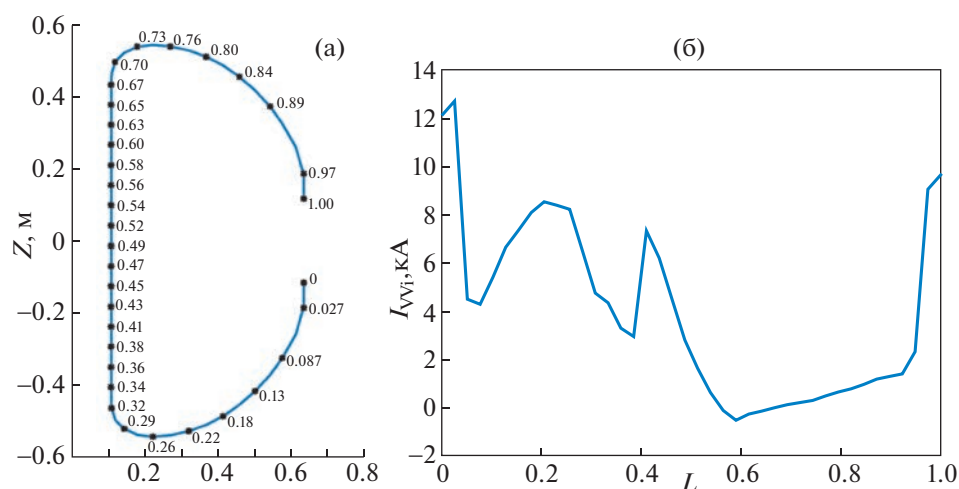


Рис. 14. а) — сечение вакуумной камеры с указанием отсчета полоидальной длины в относительных единицах (текущая длина l , разделенная на полную длину периметра за вычетом патрубков диаметром 400 мм во внешнем кольце); б) — распределение наведенного тороидального тока камеры I_{VI} по полоидальной длине в разряде 42 145 в момент времени $t \approx 202.3$ мс (максимальный ток при срыве $I_{VI} \approx 160$ кА).

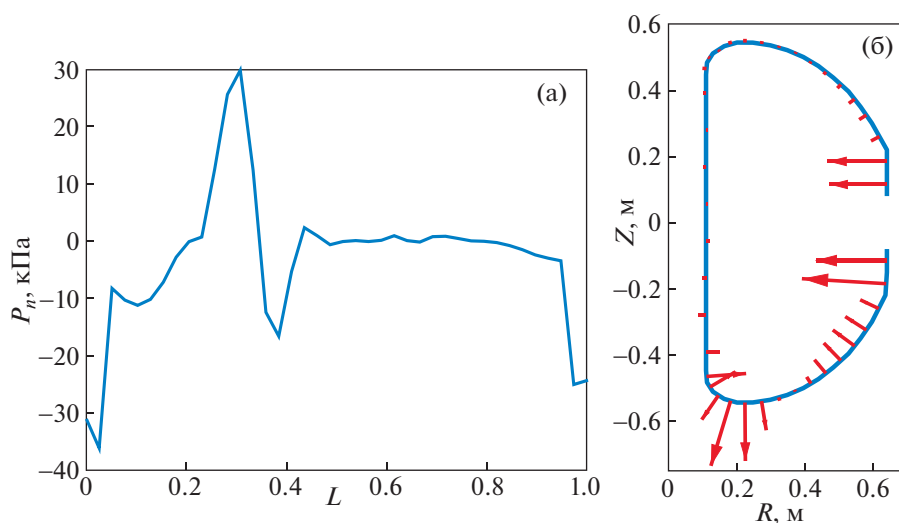


Рис. 15. а) — распределение нормального давления на камеру по полоидальной длине в разряде 42145 в момент времени $t \approx 202.3$ мс; б) — диаграмма распределения нормального давления на камеру в момент $t \approx 202.3$ мс.

выполнена в рамках государственного задания (темы 0040-2019-0023 и 0034-2021-0001). Экспериментальные результаты и расчеты, приведенные в разд. 2-8, получены при финансовой поддержке РНФ (соглашение № 21-79-20133 от 24.03.2021).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сахаров Н.В., Гусев В.К., Ибляминова А.Д., Кавин А.А., Каменников С.Н., Курские Г.С., Лобанов К.М., Минаев В.Б., Минеев А.Б., Патров М.И., Петров Ю.В., Толстяков С.Ю. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 344.
2. Сахаров Н.В., Гусев В.К., Кавин А.А., Каменников С.Н., Лобанов К.М., Минеев А.Б., Патров М.И., Петров Ю.В. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 335.
3. ITER Physics Basis. // 1999. Nuclear Fusion. V. 39. P. 2137.
4. Eidietis N.W., Gerhardt S.P., Granetz R.S., Kawano Y., Lehnen M., Pautasso G., Riccardo V., Tanna R.L., Thornton A.J. // 2015. Nuclear Fusion. V. 55. P. 063030.

5. Mineev A.B., Bondarchuk E.N., Kavin A.A., Konin A.Yu., Rodin I.Yu., Tanchuk V.N., Filatov O.G., Bakharev N.N., Zhilzov N.S., Kurskiev G.S., Kiselev E.O., Minaev V.B., Sakharov N.V., Petrov Yu.V., Telnova A.Yu. // *Physics of Atomic Nuclei*. 2022. V. 85. P. 1194.
6. Mineev A.B., Bondarchuk E.N., Kavin A.A., Konin A.Yu., Rodin I.Yu., Tanchuk V.N., Trofimov V.A., Filatov O.G., Bakharev N.N., Zhilzov N.S., Kurskiev G.S., Kiselev E.O., Minaev V.B., Sakharov N.V., Petrov Yu.V., Telnova A.Yu. // *Physics of Atomic Nuclei*. 2022. V. 85. P. 1205.
7. Mineev A.B., Minaev V.B., Sakharov N.V., Bakharev N.N., Bondarchuk E.N., Voronova A.A., Glushaev A.M., Grigoriev S.A., Gusev V.K., Zhiltsov N.S., Zapretina E.R., Kavin A.A., Kiselev E.O., Konin A.Yu., Kudriavtseva A.M., Kurskiev G.S., Labusov A.N., Petrov Yu.V., Rodin I.Yu., Tanchuk V.N., Tel'nova A.Yu., Trofimov V.A., Filatov O.G. // *Physics of Atomic Nuclei*. 2022. V. 85. P. S17.
8. Vasiliev V.I., Kostsov Yu.A., Lobanov K.M., Makarova L.P., Mineev A.B., Gusev V.K., Levin R.G., Petrov Yu.V., Sakharov N.V. // *Nuclear Fusion*. 2006. V. 46. P. S625.
9. Сахаров Н.В., Воронин А.В., Гусев В.К., Кавин А.А., Каменников С.Н., Лобанов К.М., Минаев В.Б., Новохацкий А.Н., Патров М.И., Петров Ю.В., Шеголев П.Б. // *Физика плазмы*. 2015. Т. 41. С. 1076.
10. Gerhardt S.P., Menard J.E. and the NSTX Team // *Nuclear Fusion*. 2009. V. 49. P. 025005

СИСТЕМА МАГНИТНОГО УПРАВЛЕНИЯ ПЛАЗМОЙ РЕАЛЬНОГО ВРЕМЕНИ С АЛГОРИТМОМ ВОССТАНОВЛЕНИЯ РАВНОВЕСИЯ В ОБРАТНОЙ СВЯЗИ ДЛЯ ТОКАМАКА ГЛОБУС-М2

© 2023 г. А. Е. Коньков^{a,*}, П. С. Коренев^{a,**}, Ю. В. Митришкин^{a,b},
И. М. Балаченков^c, Е. О. Киселев^c

^aИнститут проблем управления им. В.А. Трапезникова Российской академии наук, Москва, Россия

^bМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

^cФизико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: konkov@physics.msu.ru

**e-mail: pkorenev@ipu.ru

Поступила в редакцию 19.06.2023 г.

После доработки 28.07.2023 г.

Принята к публикации 28.07.2023 г.

Для управления формой плазмы во время разряда в токамаке необходимо рассчитывать форму плазмы в реальном времени. Требования к скорости расчета формы особенно высоки для токамаков с небольшим радиусом, таких как Глобус-М2 (Санкт-Петербург, Россия). Представлена система магнитного управления плазмой реального времени для токамака Глобус-М2 с алгоритмом восстановления равновесия плазмы FCDI в обратной связи. Система управления содержит дискретные одномерные и матричные ПИД-регуляторы, синтезированные методом матричных неравенств на LPV-модели плазмы, рассчитанной на экспериментальных данных, и осуществляет согласованное управление положением и формой плазмы, а также компенсацией рассеянного поля центрального солениоида. Алгоритм FCDI (Flux and Current Distribution Identification) был улучшен для работы в режиме реального времени, и позволяет восстанавливать форму плазмы за 20 мкс. Моделирование цифровой системы управления с алгоритмом в обратной связи было проведено на стенде реального времени, состоящего из двух целевых машин реального времени (ЦВРМ) Speedgoat Performance, и продемонстрировало среднее значение TET (Task Execution Time, время расчета за такт) в 67 мкс.

DOI: 10.31857/S0367292123600760, EDN: APGEWX

1. ВВЕДЕНИЕ

Для достижения желаемых конфигураций плазмы в современных токамаках необходимы системы управления положением, током и формой плазмы, также называемые системами магнитного управления плазмой. Форма плазмы не может быть измерена непосредственно и должна быть рассчитана по сигналам магнитной диагностики токамака в режиме реального времени. Эта задача называется задачей восстановления равновесия плазмы (plasma equilibrium reconstruction problem). Ранние алгоритмы восстановления равновесия имели время расчета за такт (TET) в 30 мс на токамаке DIII-D на пространственной сетке 33×33 [1]. Для современных алгоритмов типично TET в диапазоне от 200 до 400 мкс, например, 200 мкс на токамаке TCV с сеткой 28×65 [2] и 375 мкс на токамаке EAST с сеткой 129×129 [3]. Требования малости TET для расчета формы особенно сильны для небольших токамаков, таких как Глобус-М2 [4], с короткой длительностью

разряда около 100 мс от пробоя до вывода плазменного тока.

В этой статье описывается улучшенный алгоритм восстановления равновесия FCDI (Flux and Current Distributions Identification) [5] для работы в реальном времени на токамаке Глобус-М2 с TET в 20 мкс, и система магнитного управления плазмой с алгоритмом FCDI в обратной связи. Система управления и алгоритм FCDI разработаны в среде Matlab/Simulink, с использованием Matlab Embedded Coder для генерации C++ кода, который компилируется в приложение реального времени для ЦВРМ Speedgoat Performance, которая может использоваться в обратной связи реальной системы управления плазмой как устройство HIL (Hardware-in-the-loop).

Система управления, представленная в этой статье, была улучшена по сравнению с [6–8], и является первой системой реального времени магнитного управления плазмой для токамака Глобус-М2 с алгоритмом восстановления в об-

ратной связи. Эта система управления реализует согласованное управление положением и формой плазмы с автоматическим расчетом задающих воздействий на положение плазмы и обеспечивает компенсацию рассеянного поля центрального соленоида.

Объект управления описан в разд. 2. Разделы 3–5 описывают задачу восстановления равновесия и алгоритм FCDI. В разд. 6 показана модель объекта управления, а в разделе 7 – структура системы управления. Результаты моделирования в реальном времени показаны в разд. 8. Выводы сформулированы в разд. 9.

2. ОБЪЕКТ УПРАВЛЕНИЯ

Алгоритм восстановления равновесия плазмы и система управления, описываемые в данной статье, разработаны для использования на токамаке Глобус-М2 (ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия) [4]. Система обмоток полоидального поля токамака Глобус-М2 изображена на рис. 1 и состоит из 6 ОПП (обмоток полоидального поля): 4-секционная обмотка ОГУП (обмотка горизонтального управляющего поля), используемая для управления вертикальным положением плазмы, 2-секционная ОВУП (обмотка вертикального управляющего поля), используемая для управления горизонтальным положением плазмы, ОИ (обмотка индуктора), используемая для генерации тока плазмы, 6-секционная ОК (обмотка коррекции), компенсирующая рассеянное полоидальное поле соленоида, и 2-секционные ОУ1 и ОУ3, которые предполагается использовать для управления формой плазмы. Секции обмоток соединены последовательно согласно, за исключением ОГУП, верхние и нижние секции которой соединены последовательно встречно. Магнитная диагностика токамака Глобус-М2 включает пояса Роговского, измеряющие ток в шести ОПП (I_{PF}) и ток плазмы (I_p), а также 21 магнитную петлю, измеряющие магнитный полоидальный поток (Ψ_{ML}) вблизи камеры токамака. На данный момент в токамаке Глобус-М2 применяется аналоговая система управления положением и током плазмы и токами в обмотках, относящаяся к типу RZIP систем управления (система управления положением и током плазмы) [9].

3. ВОССТАНОВЛЕНИЕ РАВНОВЕСИЯ ПЛАЗМЫ

Токамак – аксиально-симметричная установка, поэтому равновесие плазмы в токамаке принято описывать на полоидальной плоскости (r, z) . Для этого вводится функция распределения полоидального потока $\psi(r, z)$ [10]. Она определяется

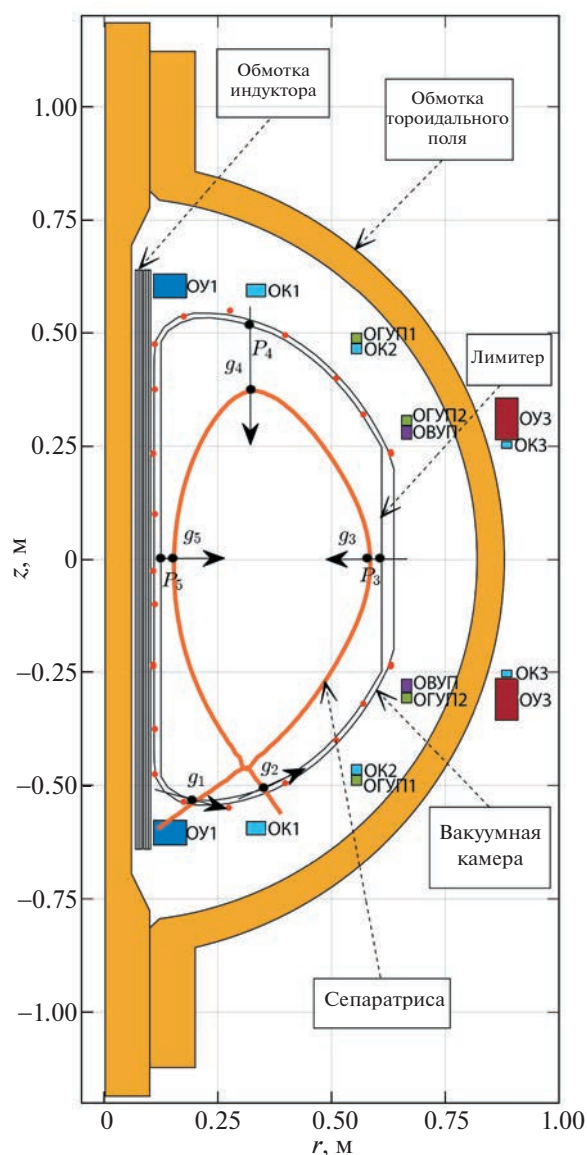


Рис. 1. Полоидальное сечение токамака Глобус-М2 с восстановленной алгоритмом FCDI-FF сепаратрисой плазмы, положениями ударных точек g_{1-2} и зазорами между сепаратрисой и лимитером g_{3-5} . Красные точки – положения магнитных петель.

как магнитный поток через поверхность S , ограниченную окружностью с координатами (r, z) :

$$\psi(r, z) = \frac{1}{2\pi} \iint_S \mathbf{B} d\mathbf{S} = \int_0^r r' B_z(r', z) dr'.$$

Граница плазмы может быть найдена как наибольшая замкнутая линия уровня распределения полоидального потока. Таким образом, задача идентификации формы плазмы сводится к идентификации распределения полоидального потока.

Распределение полоидального потока ψ и плотность тороидального тока J в токамаке связаны дифференциальным уравнением равновесия

$$r \frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -\mu_0 r J, \quad (1)$$

$$\psi|_{r=0} = 0, \quad \psi|_{r=\infty} = 0.$$

Плотность тока является источником в уравнении и однозначно определяет полоидальный поток, если она известна. Решение уравнения может быть найдено с использованием метода функции Грина [9]

$$\psi(r, z) = \iint G(r, z, r', z') J(r', z') dS,$$

$$G(r, z, r', z') = \frac{\mu_0}{\pi} \sqrt{\frac{rr'}{k}} \left[\left(1 - \frac{k}{2}\right) K(k) - E(k) \right], \quad (2)$$

$$k = \frac{4rr'}{(r+r')^2 + (z-z')^2},$$

где K и E — эллиптические интегралы первого и второго рода соответственно.

Таким образом, для нахождения полоидального потока следует в первую очередь найти распределение плотности тока в токамаке. Плотность тока в токамаке имеет три компонента: плотность тока в обмотках J_c , плотность тока плазмы J_p и плотность тока в вакуумной камере J_v .

Магнитная диагностика токамака Глобус-М2 включает пояса Роговского, измеряющие токи I_c в 6 ОПП, площади поперечного сечения обмоток известны, распределение тока по сечению катушки может считаться равномерным для задачи восстановления равновесия, и следовательно, плотность тока в обмотках известна: $J_c = I_c/S_c$, $c = 1, \dots, 6$.

Также в токамаке Глобус-М2 с помощью пояса Роговского измеряется ток плазмы $I_p = \iint J_p dS$, однако площадь плазмы не фиксирована, и распределение плотности тока плазмы неравномерно, поэтому необходимы дополнительные приближения с учетом измеренного значения тока плазмы.

Также, магнитная диагностика токамака Глобус-М2 включает 21 магнитную петлю, которые измеряют значения полоидального потока вне плазмы, накладывая дополнительные ограничения на распределение полоидального потока.

Для оценки того, насколько хорошо идентифицированные распределения ψ и $J = J_c + J_v + J_p$

соответствуют измерениям, мы вводим квадратичный функционал ошибки

$$\chi^2 = \sum_k \left(\frac{\psi(r_k, z_k) - \Psi_{MLk}}{\sigma_k} \right)^2 + \left\| \frac{J_v - \tilde{J}_v}{\sigma_v} \right\|^2 + \left(\frac{\iint J_p dS - I_p}{\sigma_p} \right)^2. \quad (3)$$

Здесь Ψ_{MLk} — это полоидальный поток, измеренный k -й магнитной петлей, $\tilde{J}_v$ — это оценка плотности тока в камере токамака, получение которой описывается в следующем разделе, а I_p — это ток плазмы, измеренный поясом Роговского. Таким образом, задача восстановления равновесия заключается в нахождении распределений ψ и $J = J_c + J_v + J_p$, которые минимизируют функционал (3) и удовлетворяют уравнению (1).

4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ТОКОВ В КАМЕРЕ ТОКАМАКА

Токи в вакуумной камере (ВК) в токамаке Глобус-М2 не измеряются, однако плотность тока в ВК может быть оценена по закону Фарадея. Вакуумная камера является большой конструкцией с неравномерным распределением тока, поэтому для ее представления используются 56 элементов, каждый с собственным током $I_v = S_v J_v$, $v = 1, \dots, 56$, где поперечные сечения S_v элементов известны. Токи ВК возбуждаются в соответствии с дифференциальным уравнением

$$M_{vv} \frac{dI_v}{dt} + M_{vc} \frac{dI_c}{dt} + M_{vp} \frac{dI_p}{dt} + R_v I_v = 0. \quad (4)$$

Здесь R_v — диагональная матрица сопротивлений элементов ВК, M_{vv} — матрица индуктивности для элементов ВК, M_{vc} и M_{vp} — матрицы взаимной индуктивности между элементами ВК и обмотками токамака и плазмой соответственно. Сопротивления и индуктивности ВК известны, как и взаимные индуктивности между ВК и обмотками, но из-за непостоянных формы и положения плазмы ее индуктивность не фиксирована и известна лишь приблизительно, данная неопределенность учитывается путем присвоения соответствующей погрешности рассчитываемым токам I_v .

Токи в 56 элементах ВК образуют 56-мерное пространство токов камеры. Чтобы уменьшить количество расчетов требуемых для моделирования токов камеры, в алгоритме FCDI используется разложение токов ВК на индуктивно несвязанные токовые моды. Переход к базису токовых мод должен совершаться при помощи матрицы перехода $P = \|p_{ij}\|$, $I_v = P \tilde{I}_v$, где $\tilde{I}_v$ — токи камеры

в пространстве токовых мод. Для получения матрицы перехода рассмотрим выражение тока в k -м элементе камеры через токовые моды

$$I_v^{(k)} = \sum_j p_{kj} \tilde{I}_v^{(j)}. \quad (5)$$

Поскольку искомые токовые моды индуктивно не связаны, при отсутствии внешних наводок токовые моды должны затухать экспоненциально $\tilde{I}_v^{(j)} \propto e^{-t/\tau_j}$, где τ_j – характерное время затухания j -й токовой моды, следовательно производная тока в k -м элементе камеры равна

$$\frac{d}{dt} I_v^{(k)} = \sum_j p_{kj} \frac{d}{dt} \tilde{I}_v^{(j)} = - \sum_j \frac{p_{kj}}{\tau_j} \tilde{I}_v^{(j)}. \quad (6)$$

При отсутствии внешних наводок магнитный поток Ψ_k через k -й элемент ВК выражается через элементы матрицы индуктивности $M_{vv} = \|M_{vv}^{(ij)}\|$

$$\Psi_k = \sum_m M_{vv}^{(km)} I_v^m, \quad (7)$$

при этом его производная согласно (4) равна

$$\frac{d}{dt} \Psi_k = -R_v^{(k)} I_v^k, \quad (8)$$

где $R_v^{(k)}$ – сопротивление k -го элемента камеры.

Беря производную от (7) и подставляя выражения (5), (6) и (8), получаем

$$\sum_m \sum_j \frac{M_{vv}^{(km)} p_{mj}}{\tau_j} \tilde{I}_v^{(j)} = \sum_j R_v^{(k)} p_{kj} \tilde{I}_v^{(j)}.$$

Поскольку данное равенство должно выполняться при любых значениях $\tilde{I}_v^{(j)}$, коэффициенты перед $\tilde{I}_v^{(j)}$ в правой и левой части должны быть равны. Приравняв их, получим систему алгебраических уравнений для нахождения элементов матрицы перехода P и характерных времен затухания τ_j

$$\sum_m \frac{M_{vv}^{(km)}}{R_v^{(k)}} p_{mj} = \tau_j p_{kj}, \quad k, j = 1, \dots, 56. \quad (9)$$

Несложно заметить, что данная система ставит задачу нахождения собственных векторов и значений матрицы $Q = \|q_{km} = M_{vv}^{(km)} / R_v^{(k)}\|$, при этом столбцы матрицы P находятся как собственные векторы матрицы Q , а времена затухания мод τ_j как собственные значения матрицы Q .

В отличие от известных методов моделирования камеры [11, 12], использование полученного представления токов ВК через токовые моды позволяет уменьшить размерность задачи, и вместо расчета токов в 56 элементах ВК, рассчитывать только величины токовых мод с наибольши-

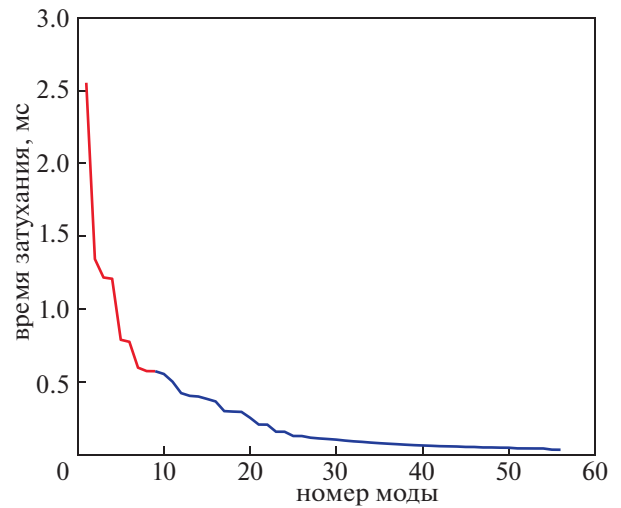


Рис. 2. Характерные времена затухания токовых мод камеры Глобус-М2. Используемые при моделировании моды выделены красным.

ми временами затухания, показанными на рис. 2. В частности, равновесия плазмы токамака Глобус-М2, полученные с учетом 9 токовых мод с наибольшими временами затухания практически не отличаются от равновесий полученных с учетом большего числа мод, и вместо решения системы 56 дифференциальных уравнений (4) для 56 элементов ВК, достаточно решать аналогичную систему из 9-ти уравнений для 9 токовых мод ВК:

$$\tilde{M}_{vv} \frac{d\tilde{I}_v}{dt} + \tilde{M}_{vc} \frac{dI_c}{dt} + \tilde{M}_{vp} \frac{dI_p}{dt} + \tilde{R}_v \tilde{I}_v = 0. \quad (10)$$

Используемые в этих уравнениях коэффициенты взаимной индуктивности между токовыми модами и обмотками токамака находятся как величины магнитного потока, создаваемые токовыми модами с единичным током. Так, согласно (5) при единичном токе в j -й моде ток в k -м элементе ВК равен p_{kj} и взаимная индуктивность между обмотками токамака и j -й токовой модой равна

$$\tilde{M}_{vc}^{(k)} = \sum_k M_{vc}^{(k)} I_v^{(k)} = \sum_k M_{vc}^{(k)} p_{kj},$$

где $M_{vc}^{(k)}$ – k -я строка матрицы M_{vc} из (4). Аналогично считаются индуктивности между токовыми модами камеры и плазмой. Используя выражения для магнитного потока через проводники с распределенным током, получим матрицу взаимной индуктивности между токовыми модами. Взаимная индуктивность между k -й и j -й токовой модой равна

$$\tilde{M}_{vv}^{(kj)} = \sum_m \sum_n M_{vv}^{(mn)} p_{mk} p_{nj},$$

подставляя (9), получим

$$\tilde{M}_{vv}^{(kj)} = \tau_j \sum_m R_v^{(m)} p_{mj} p_{mk}, \quad (11)$$

но поскольку матрица индуктивности симметрична $M_{vv}^{(mn)} = M_{vv}^{(nm)}$, можно также записать

$$\tilde{M}_{vv}^{(kj)} = \sum_m \sum_n M_{vv}^{(nm)} p_{mk} p_{nj} = \tau_k \sum_n R_v^{(n)} p_{nk} p_{nj}. \quad (12)$$

В случае $k \neq j$, в общем случае $\tau_j \neq \tau_k$, и из (11) и (12) следует $\tilde{M}_{vv}^{(kj)} = 0$, т.е. полученные моды действительно индуктивно не связаны. В случае $j = k$ мы получаем выражение для собственной индуктивности k -й моды

$$\tilde{M}_{vv}^{(kk)} = \tau_k \sum_n R_v^{(n)} p_{nk}^2. \quad (13)$$

При этом эффективное сопротивление k -й моды равно

$$\tilde{R}_v^{(k)} = \tilde{M}_{vv}^{(kk)} / \tau_k = \sum_n R_v^{(n)} p_{nk}^2. \quad (14)$$

5. АЛГОРИТМ FCDI-FF

Плотность тока в обмотках J_c известна из измерений, а токи в ВК могут быть оценены согласно (10). Поэтому основной задачей восстановления равновесия плазмы является определение плотности тока плазмы J_p . Чтобы удовлетворять требованиям к скорости работы алгоритма для токамака Глобус-М2, был разработан режим FF (Fixed Filaments) алгоритма FCDI [5], реализующий метод токовых колец (филаментов) [13, 14] для восстановления равновесия плазмы. В этом методе плазма аппроксимируется рядом токовых колец с заданными пользователем положениями, распределение плазменного тока и порождаемого им полоидального потока при этом выглядят следующим образом:

$$J_p = \sum_f I_f \delta(r - r_f, z - z_f),$$

$$\Psi_p(r, z) = \sum_f I_f G(r, z, r_f, z_f).$$

Токи в филаментах определяются минимизацией функционала ошибки (3).

Так как восстановление равновесия это обратная задача, она поставлена некорректно по Адамару, и минимизация функционала (3) требует регуляризации для фильтрации физически нереалистичных решений с большой нормой. Для этой цели алгоритм FCDI использует метод SVDТ (SVD Truncation) [15]. В этом методе квадратичный функционал (3) записывается в матричной форме $\|Ax - b\|^2$, где x — это вектор свободных параметров (токи ВК и филаментов). Решения с

большими токами фильтруются при отбрасывании вкладов малых сингулярных значений матрицы A в решение.

Результаты работы алгоритма включают координаты 24 точек на границе плазмы (с шагом 15° вдоль окружности), расстояния между этими точками и лимитером (первой стенкой ВК) токамака, вытянутость и треугольность плазмы, а также положения двух ударных точек g_{1-2} (точек пересечения лимитера и ограничивающей плазму линии уровня потока, называемой сепаратрисой, см. рис. 1).

Поскольку точки на сетке и положения филаментов известны до начала восстановления, значения функции Грина вычисляются заранее, а полоидальный поток может быть получен как линейная комбинация предварительно вычисленных значений, что уменьшает число вычислений, требуемых в процессе восстановления. Кроме того, не требуется регулярность или прямоугольность вычислительной сетки, что позволяет сократить ее только до точек, необходимых для вычисления положения сепаратрисы плазмы.

Алгоритм FCDI-FF был внедрен на ЦВРМ Speedgoat Performance с процессором Intel i7-7700K, работающим на частоте 4.2 ГГц. Результаты моделирования в реальном времени показали ТЕТ в 20 мкс при использовании сетки из 1000 точек и 14-ю филаментами, что достаточно быстро для управления формой плазмы в токамаке Глобус-М2.

6. ДИСКРЕТНАЯ LPV-МОДЕЛЬ ПЛАЗМЫ

Восстановленные распределения плотности тока плазмы J_p использовались для расчета массива линейных моделей $\{A, B, C\}_k$, описывающих динамику плазмы в разряде. Здесь индекс k обозначает момент времени $t_k = T_s k$, для которого получается модель [16]. Массив линейных моделей образует LPV-модель (Linear Parameter Varying)

$$\begin{cases} x(T_s k + T_s) = A(T_s k)x(T_s k) + B(T_s k)u(T_s k), \\ y(T_s k) = C(T_s k)x(T_s k), \\ A(T_s k) = A_k, \quad B(T_s k) = B_k, \quad C(T_s k) = C_k. \end{cases} \quad (15)$$

Вектор входов u состоит из отклонений напряжений на обмотках $u = \delta U_{PF}$. Вектор выходов y включает в себя вертикальное и горизонтальное смещения плазмы, тока плазмы, отклонения токов в шести обмотках и значений полоидального магнитного потока на 21-й магнитной петле, $y = [\delta Z \delta R \delta I_P \delta I_{PF}^T \delta \Psi_{ML}^T]^T$, $\sigma I_{PF} = [\delta I_{HFC} \delta I_{VFC} \delta I_{CS} \delta I_{CC} \delta I_{PF_1} \delta I_{PF_2}]^T$. Состояние системы описывается

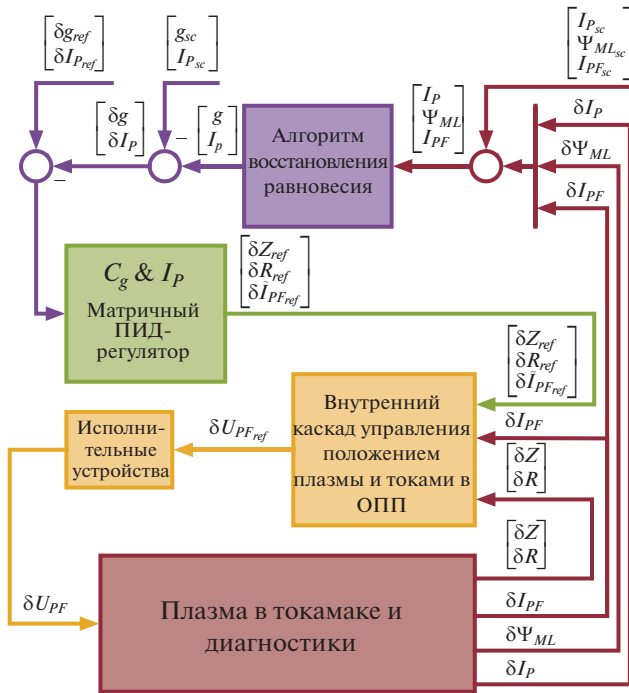


Рис. 3. Блок-схема системы управления положением, током и формой плазмы.

вектором x . Шаг дискретизации модели $T_s = 100$ мкс. Всего LPV-модель имеет 30 выходов, 6 входов и 24 состояния.

7. СТРУКТУРА СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ

На рис. 3 показана блок-схема иерархической каскадной системы магнитного управления плазмой в токамаке Глобус-М2. Внешний каскад управления содержит многомерный матричный ПИД-регулятор $C_{g \& I_P}$ для управления током и формой плазмы. Выходами этого каскада являются задающие воздействия на вертикальное δZ_{ref} и горизонтальное δR_{ref} положения плазмы, что обеспечивает согласованное управление положением и формой плазмы. Также на выходе этого каскада находится вектор задающих воздействий на отклонения токов в обмотках $\delta \tilde{I}_{PF_{ref}} = [\delta I_{CS_{ref}} \ \delta I_{PF_{1ref}} \ \delta I_{PF_{3ref}}]^T$. Вектор $[I_{P_{sc}} \ I_{PF_{sc}}^T \ \Psi_{ML_{sc}}^T]^T$ содержит сценарные значения тока плазмы, токов в 6 обмотках и потоков на 21 магнитной петле. g_{sc} — сценарные значения двух точек ударных точек и 3 зазоров между плазмой и лимитером (см. рис. 1), выбранные для управления из 24 зазоров, рассчитываемых алгоритмом FCDI-FF. Внутренний каскад управления содержит два одномерных ПИД-регулятора C_Z и C_R для управления положением плазмы и один многомерный матричный

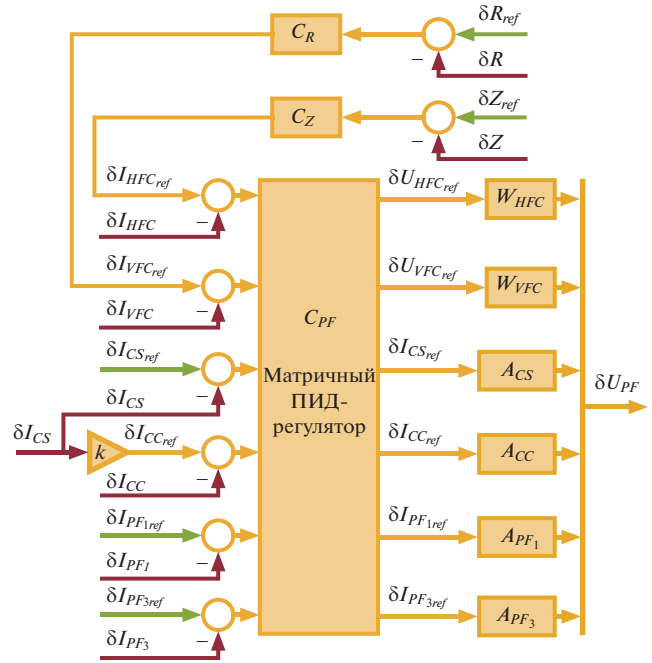


Рис. 4. Блок-схема внутреннего каскада управления положением плазмы и токами в обмотках пологоидального поля с источниками питания.

ПИД-регулятор C_{PF} для управления токами в обмотках.

На рис. 4 показана блок-схема внутреннего каскада управления с источниками питания обмоток. Обмотка коррекции (ОК) должна компенсировать рассеянное пологоидальное поле, создаваемое обмоткой индуктора (ОИ). Синтезированная система управления обеспечивает пропорциональность токов в ОИ и ОК, т.е. $I_{CC} \approx k I_{CS}$, где коэффициент k зависит от сценария. Исполнительными устройствами являются источники питания обмоток. Блоки W_{HFC} и W_{VFC} на рис. 4 обозначают линейные модели автоколебательных инверторов тока, а блоки A_{CS} , A_{CC} , A_{PF1} и A_{PF3} обозначают линейные модели тиристорных выпрямителей.

Все ПИД-регуляторы в системе управления были синтезированы методом линейных матричных неравенств с использованием подхода [17]. Эффективность таких регуляторов в непрерывном времени уже была продемонстрирована для иерархической системы управления положением, током и формой плазмы в токамаке Глобус-М2 [8] и для каскадной системы управления положением плазмы в токамаке IGNITOR [18]. Этот метод был модифицирован для выполнения синтеза в дискретном времени, который ранее ис-

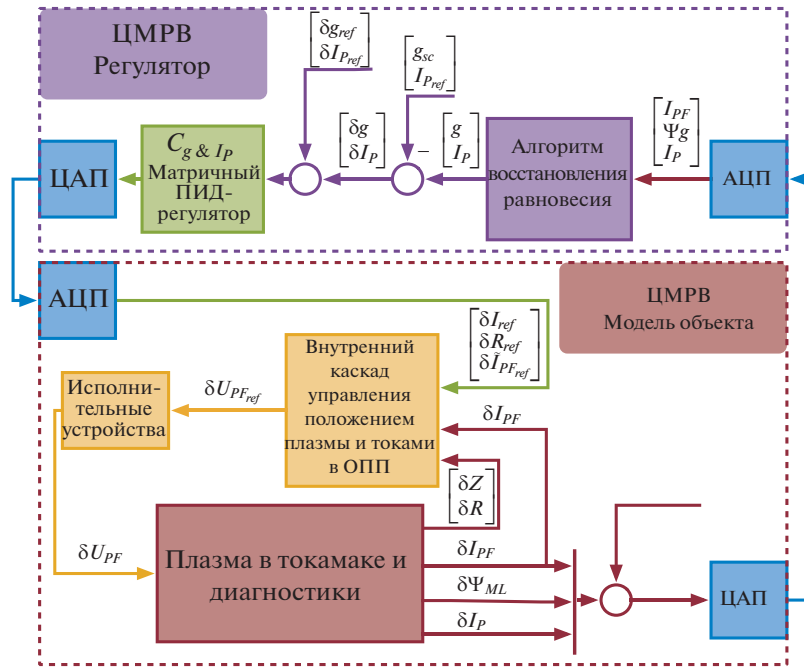


Рис. 5. Блок-схема моделирования системы управления в реальном времени.

пользовался для системы управления положением плазмы в токамаке Т-15МД [19]. Метод используется для синтеза многомерных матричных ПИД-регуляторов с m входами и q выходами, имеющих дискретную передаточную функцию

$$C(z) = K_p + K_I \frac{z T_s}{z - 1} + K_D \frac{z - 1}{z T_s},$$

где коэффициенты $\{K_p, K_I, K_D\} \in \mathbb{R}^{m \times q}$ являются недиагональными (произвольными) матрицами, а z — переменная Z -преобразования.

Этот метод не требует предварительной развязки каналов управления, обеспечивает настройку системы управления в определенной частотной области и позволяет задавать ограничения на $\mathcal{H}_\infty$ -нормы различных Передаточных функций замкнутой системы. Сначала синтезируется регулятор $C_{PF}(z) \in \mathbb{C}^{6 \times 6}$, затем регуляторы $C_Z(z) \in \mathbb{C}^{1 \times 1}$ и $C_R(z) \in \mathbb{C}^{1 \times 1}$, и наконец регулятор $C_{g \& I_P}(z) \in \mathbb{C}^{5 \times 5}$. Каждый регулятор синтезируется на LPV-модели плазмы (15). В результате получается один набор регуляторов, который обеспечивает достаточный запас устойчивости и требуемое качество управления для каждой модели из массива $\{A, B, C\}_k$.

8. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ В РЕАЛЬНОМ ВРЕМЕНИ

Моделирование проводилось на стенде реального времени [20] состоящим из двух ЦМРВ

Speedgoat Performance, соединенных в обратную связь “Модель объекта $\rightleftharpoons$ Регулятор” через АЦП и ЦАП. На рис. 5 показана блок-схема при моделировании системы управления в реальном времени.

Согласно данной концепции, внутри блока ЦМРВ “Регулятор” находится внешний каскад управления током и формой плазмы с алгоритмом восстановления. Это позволяет использовать новую цифровую систему управления током и формой плазмы в экспериментах, где ЦМРВ “Модель объекта” заменяется реальным токамаком вместе с существующей аналоговой системой управления положением и током плазмы.

Другая концепция предлагает размещение обоих каскадов управления в блоке ЦМРВ “Регулятор”, при этом существующая аналоговая система управления положением и током плазмы заменяется новой цифровой системой управления.

На рис. 6 показаны результаты моделирования в реальном времени, где система управления смещает ударные точки g_{1-2} и зазоры g_{3-5} из одного положения в другое во время диверторной фазы плазменного разряда #37326. Система управления обеспечивает слежение за задающими воздействиями $g_{1-6 \text{ ref}}$ и удовлетворительное качество управления.

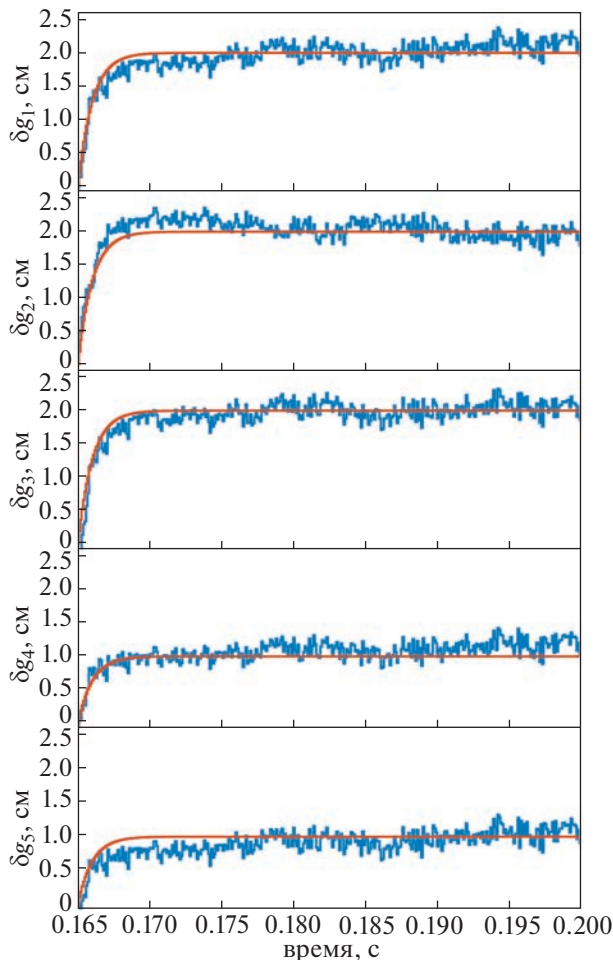


Рис. 6. Результаты моделирования в реальном времени, когда система управления смещает ударные точки g_{1-2} и зазоры g_{3-5} во время диверторной фазы плазменного разряда #37326. Красные линии – задающие воздействия.

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Моделирование в реальном времени подтвердило работоспособность разработанной системы магнитного управления плазмой, поэтому она готова к использованию в реальном эксперименте. Максимальное ТЕТ составляет 78 мкс, а среднее ТЕТ 56 мкс. Период дискретизации $T_s = 100$ мкс. Примерно 20 мкс тратится на работу алгоритма восстановления равновесия, около 5 мкс – на регуляторы, а оставшиеся 42 мкс уходят на преобразование сигналов в АЦП и ЦАП. Система управления удовлетворяет условию работы в реальном времени $TET \leq T_s$.

Для использования такой системы управления в реальном эксперименте необходимо выполнить следующую процедуру:

- рассчитать сценарий и провести плазменный разряд,
- восстановить равновесие плазмы и рассчитать дискретную LPV-модель плазмы,
- синтезировать систему управления на этой модели и выполнить моделирование в реальном времени, чтобы убедиться в ее работоспособности и качестве управления,
- применить разработанную систему магнитного управления плазмой с алгоритмом восстановления равновесия в эксперименте.

В настоящее время на токамаке Глобус-М2 отсутствует система управления формой плазмы с обратной связью. Внедрение предлагаемой системы магнитного управления плазмой с алгоритмом восстановления равновесия плазмы в обратной связи в практику экспериментов на токамаке Глобус-М2 позволит рассчитывать положение ударных точек и величины зазоров между сепаратрисой и лимитером токамака в реальном времени, что в свою очередь позволит осуществлять управление формой плазмы в течение плазменного разряда с заданным качеством управления.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект № 21-79-20180). Экспериментальная часть была выполнена на УНУ “Сферический токамак Глобус-М”, входящей в состав ФЦКП “Материаловедение и диагностика в передовых технологиях” ФТИ им. А.Ф. Иоффе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ferron J., Walker M., Lao L., John H.S., Humphreys D., Leuer J. // Nuclear Fusion. 1998. Т. 38. С. 1055. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/38/7/308>
2. Moret J.-M., Duval B., Le H., Coda S., Felici F., Reimerdes H. // Fusion Engineering and Design. 2015. Т. 91. С. 1. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2014.09.019>
3. Huang Y., Xiao B., Luo Z., Yuan Q. // Fusion Engineering and Design. 2018. Т. 128. С. 82. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2018.01.043>
4. Minaev V.B., Gusev V.K., Sakharov N.V., Varfolomeev V.I. // Nuclear Fusion. 2017. Т. 57. С. 066047. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa69e0>
5. Корнев П.С., Коньков А.Е., Митришкин Ю.В., Балаченков И.М., Киселев Е.О., Минаев В.Б., Сахаров Н.В., Петров Ю.В. // Письма ЖТФ. 2023. Т. 49. С. 36. <https://doi.org/10.21883/PJTF.2023.07.54920.19468>
6. Mitrishkin Y.V., Korenev P.S., Kartsev N.M., Kuznetsov E.A., Prokhorov A.A., Patrov M.I. // Control Engineering Practice. 2019. Т. 87. С. 97. <https://doi.org/10.1016/j.conengprac.2019.03.018>
7. Mitrishkin Y.V., Prokhorov A.A., Korenev P.S., Patrov M.I. // Control Engineering Practice. 2020. Т. 100. С. 104446. <https://doi.org/10.1016/j.conengprac.2020.104446>

8. *Konkov A.E., Mitrishkin Y.V., Korenev P.S., Patrov M.I.* // IFAC PapersOnLine. 2020. Т. 53. С. 7344.
<https://doi.org/10.1016/j.ifacol.2020.12.1000>
9. *Ariola M., Pironti A.* Magnetic Control of Tokamak Plasmas. Springer International Publishing, 2016.
<https://doi.org/10.1007/978-3-319-29890-0>
10. *Wesson J., Campbell D.* Tokamaks. Clarendon Press, 2004. (International series of monographs on physics).
11. *Хайрутдинов Р.Р., Лукаш В.Э., Пустовитов В.Д.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 1007.
<https://doi.org/10.31857/s0367292121120039>
12. *Пустовитов В.Д.* // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 1088.
<https://doi.org/10.1134/s0367292119120072>
13. *Swain D., Neilson G.* // Nuclear Fusion. 1982. Т. 22. С. 1015.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/22/8/002>
14. *Kuznetsov Y., Nascimento I., Galvao R., Yasin I.* // Nuclear Fusion. 1998. Т. 38. С. 1829.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/38/12/308>
15. *Forsythe G., Malcolm M.M.C.* Computer methods for mathematical computations. USA, NJ: Englewood Cliffs, 1977.
16. *Mitrishkin Y.V., Korenev P.S., Konkov A.E., Kruzhkov V.I., Ovsiannikov N.E.* // Mathematics. 2021. Т. 10. С. 40.
<https://doi.org/10.3390/math10010040>
17. *Boyd S., Hast M., Åström K.J.* // Intern. J. Robust Non-linear Control. 2016. Т. 26. Т. 1718.
<https://doi.org/10.1002/rnc.3376.11>
18. *Mitrishkin Y., Korenev P., Konkov A., Kartsev N., Smirnov I.* // Fusion Engineering and Design. 2022. Т. 174. С. 112993.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2021.112993>
19. *Konkov A.E., Mitrishkin Y.V.* // IFAC-PapersOnLine. 2022. Т. 55. С. 327.
<https://doi.org/10.1016/j.ifacol.2022.07.057>
20. *Митришкин Ю., Коньков А., Корнев П.* // Устойчивость и колебания нелинейных систем управления (конференция Пятницкого): Материалы XVI Международной конференции. 2022. С. 286.

РАСЧЕТ РАВНОВЕСИЯ СО СВОБОДНОЙ ГРАНИЦЕЙ В СФЕРИЧЕСКОМ ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М2 С ПОМОЩЬЮ КОДА PYGSS

© 2023 г. Е. О. Киселев^{a,b,*}, И. М. Балаченков^a, Н. Н. Бахарев^a, В. И. Варфоломеев^a,
В. К. Гусев^a, Н. С. Жильцов^a, О. А. Зенкова^{a,b}, А. А. Кавин^c, Г. С. Курские^a,
В. Б. Минаев^a, И. В. Мирошников^a, М. И. Патров^a, Ю. В. Петров^a, Н. В. Сахаров^a,
О. М. Скрекель^a, В. В. Солоха^a, А. Ю. Тельнова^a, Е. Е. Ткаченко^a, В. А. Токарев^a,
Е. А. Тюхменева^a, Н. А. Хромов^a, П. Б. Щеголев^a

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

^bПолитехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

^cНИИЭФА им. Д.В. Ефремова, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: nightkeo@gmail.com

Поступила в редакцию 15.09.2023 г.

После доработки 10.10.2023 г.

Принята к публикации 15.10.2023 г.

Приведено описание кода равновесия со свободной границей pyGSS для сферического токамака Глобус-М2. В качестве входных параметров используются токи в обмотках электромагнитной системы, их координаты, ток плазмы, положение лимитера и токопроводящей стенки и т. д. В ходе работы кода подбираются свободные параметры, определяющие пространственное распределение равновесного давления и плотности тока так, чтобы результаты реконструкции соответствовали экспериментальным измерениям полоидального магнитного потока тороидально замкнутыми петлями. Приводятся результаты расчета равновесия в сравнении с другими кодами, а также в сравнении с экспериментальными измерениями тепловой энергии плазмы, положения внешней ноги сепаратрисы, сигнала диамагнитной петли и т.д.

Ключевые слова: сферический токамак, высокотемпературная плазма, равновесие, уравнение Грэда–Шафранова

DOI: 10.31857/S0367292123601224, EDN: CHJYYZ

1. ВВЕДЕНИЕ

Результаты реконструкции равновесия плазмы токамака являются основой для изучения удержания энергии и быстрых частиц, МГД-неустойчивостей, турбулентностей и т.д., а также для интерпретации результатов работы диагностических систем. Для решения задачи равновесия плазмы было разработано множество методов и вычислительных кодов, большая часть которых основана на решении уравнения Грэда–Шафранова [1, 2].

В зависимости от специфики исследования и доступных измерений задачу нахождения равновесия можно разделить на два типа. Первый — расчет равновесия с фиксированной границей, где уравнение Грэда–Шафранова решается в предположении известной границы плазмы и на основании заданного распределения равновесного давления и плотности тока внутри плазмы в потоковых координатах. Такое равновесие обычно используется в случае изучения процессов

внутри плазмы, например, для транспортных вычислений (TRANSP [3], ASTRA [4] и т. д.) и гирокинетических кодов (GENE [5], GKW [6] и т.д.), для которых обычно используется равновесный код CHEASE [7]. Второй тип — равновесие со свободной границей, где при решении уравнения Грэда–Шафранова положение последней замкнутой магнитной поверхности неизвестно, и определяется в процессе решения. Самым распространенным восстановительным кодом является EFIT [8], а также используются коды SPIDER [9], TSC [10], DINA [11] и CORSIKA [12]. Такое равновесие является основой как для анализа экспериментальных данных, так и для моделирования процессов, для которых учет внешнего магнитного поля необходим, например, расчеты транспортных процессов в SOL-области (scrape-off layer — обдирочный слой за границей плазмы), где используется код SOLPS-ITER [13], магнитно-гидродинамическое моделирование кодом BOUT++ [14], моделирование удержания быст-

рых частиц — NUBEAM [15], FIDASIM [16, 17] и т.д.

На сферическом токамаке Глобус-М2 [18–20] для получения формы последней замкнутой магнитной поверхности обычно используется метод токовых колец [21], но он не применим для получения распределения магнитного потока внутри плазмы, а также для определения энергозапаса, полоидального бета, внутренней индуктивности и т.д. Данная статья посвящена разработке равновесного кода со свободной границей pyGSS, написанного на языке python для моделирования и анализа процессов, происходящих в плазме компактного сферического токамака Глобус-М2. Код pyGSS основан на статье по коду TES [22] и на основе проекта freeGS [23].

Статья состоит из следующих частей: в первом разделе приведено описание установки и особенностей ее диагностических систем, во втором разделе представлено описание кода, третий раздел

посвящен сравнению результатов работы кода pyGSS с данными равновесного кода PET [24] и метода токовых колец, а также сравнению с экспериментальными измерениями.

2. СФЕРИЧЕСКИЙ ТОКАМАК ГЛОБУС-М/М2 И ЕГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ СИСТЕМА

Сферический токамак Глобус-М2, является модернизированной версией токамака Глобус-М. После модернизации токамак сохранил вакуумную камеру, а также геометрические параметры плазмы (большой радиус $R = 0.36$ м, малый радиус $a = 0.24$ м, аспектное отношение $R/a \sim 1.5$, и вытянутость $k \sim 1.8–2$), при этом были увеличены тороидальное магнитное поле до $B_T = 0.9$ Тл и ток плазмы до $I_p = 450$ кА.

Электромагнитная система токамака Глобус-М2 (рис. 1) состоит из следующих катушек, созда-

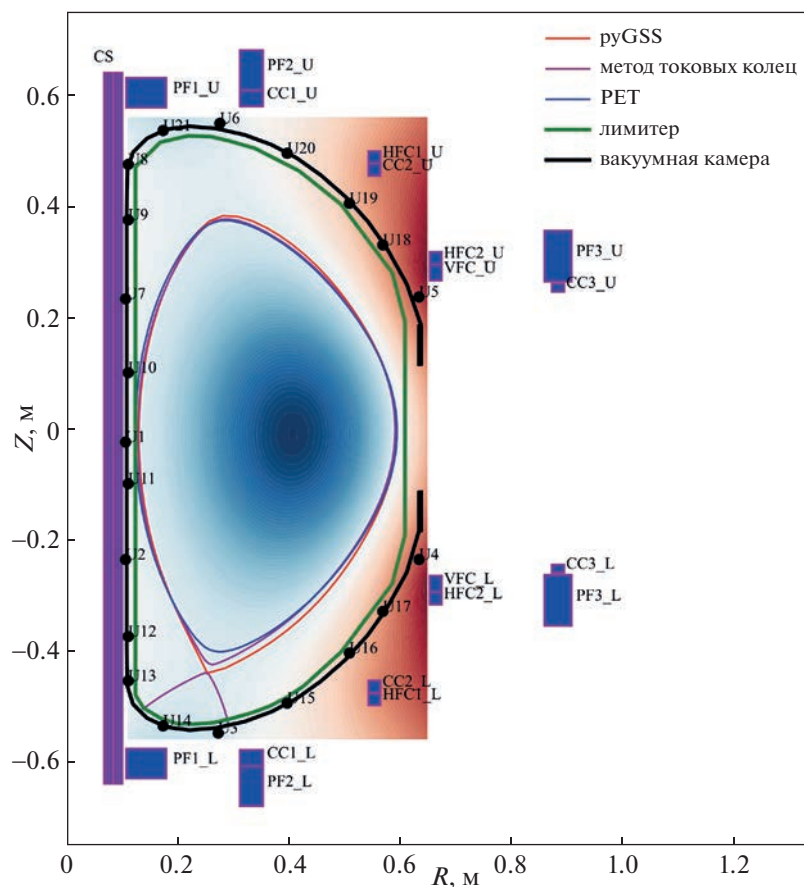


Рис. 1. Магнитная конфигурация для разряда #42368, $t = 200$ мс по данным расчета кода pyGSS. Представлено распределение потока полоидального магнитного поля на расчетной сетке, а также граница плазмы из метода токовых колец, кода PET и pyGSS. Также показано положение полоидальных катушек PF1, PF2, PF3, CC1–3, HFC, VFC, центральный соленоид CS. Черным цветом показан контур вакуумной камеры с расположенными на нем магнитными петлями U1–U21. Зеленым обозначена граница обращенной к плазме поверхности, облицованной графитовыми плитками (лимитер).

ющих внешнее магнитное поле. Центральный соленоид CS (разделен в модели горизонтально на 6 секций), расположен внутри центрального столба. Для компенсации рассеянного магнитного поля соленоида в объеме плазмы используются последовательно соединенные обмотки CC1–CC3, а также обмотка PF1. Основной обмоткой, создающей необходимое для равновесия плазмы вертикальное магнитное поле, является PF3. Обмотки PF1 и PF2 предназначены для управления формой плазменного шнура, а для управления вертикальным и радиальным положением плазмы через контуры с отрицательной обратной связью предназначены обмотки VFC и HFC, создающие вертикальное и горизонтальное магнитное поле соответственно. Все обмотки вертикально симметричны. На рис. 1 верхние обмотки обозначены через нижний индекс U , а нижние через L . Токи во всех обмотках электромагнитной системы измеряются поясами Роговского. Один из поясов расположен внутри камеры по полоидальному обходу и измеряет ток плазмы.

Для получения информации о полоидальном магнитном потоке и его распределении используются тороидально замкнутые магнитные петли в количестве 21 штуки, изготовленные из коаксиального кабеля, в котором центральный провод из нихрома защищен через изоляцию трубкой из нержавеющей стали диаметром 1.5 мм (кирскабель). Поток полоидального магнитного поля вычисляется путем последовательного сглаживания и интегрирования измеряемого напряжения на магнитных петлях. Положение петель $U1$ – $U21$ на контуре вакуумной камеры показано на рис. 1.

Также имеется диамагнитная петля, расположенная по полоидальному обходу внутри камеры для измерения разности тороидального магнитного потока с плазмой и в ее отсутствии, т.е. диамагнитного потока.

Вакуумная камера представляет собой цельносварную конструкцию из нержавеющей стали марки 12X18H10T с переменной толщиной стенки от 2 до 14 мм в разных частях (черная линия на рис. 1). Полное сопротивление камеры тороидальному току около 100 мОм. Для получения токов по камере используются измерения напряжения, полученные с помощью магнитных петель, которое интерполируется по полоидальному углу, получая напряжение поля на каждом участке камеры, математическая модель которой аналогична системе из 40 одновитковых катушек. Из полученного напряжения на каждом элементе камеры и его известного сопротивления вычисляются токи, достигающие во время срывов величины суммарно 100 кА, а в квазистационарной фазе около 10 кА при плазменном токе 450 кА.

Диагностический комплекс токамака также позволяет проводить измерения профиля элек-

тронной температуры и плотности с помощью диагностики томсоновского рассеяния (TR) [25, 26], ионной температуры, измеряемой методом активной спектроскопии перезарядки – CXRS [27–29] и положение внешней ноги сепаратрисы с помощью тепловизора [30].

3. ОПИСАНИЕ КОДА PYGSS

3.1. Уравнение баланса сил для равновесия со свободной границей

Равновесие плазмы в токамаке описывается с помощью уравнения баланса сил, которое можно свести к уравнению в частных производных второго порядка в цилиндрических координатах (R, Z, ϕ) – к уравнению Грэда–Шафранова. А учитывая симметрию плазмы по тороидальному углу ϕ , можно написать [31]

$$\begin{cases} \Delta^* \psi(R, Z) = -\mu_0 R J_\phi(R, Z), \\ J_\phi(R, Z) = J_{\phi, \text{cond}}(R, Z) + J_{\phi, \text{pl}}(R, Z), \end{cases} \quad (1)$$

где $\psi(R, Z)$ – поток полоидального магнитного поля (нормирован на 2π), шафрановский оператор – $\Delta^* = R^2 \nabla \frac{\nabla}{R^2}$, $J_\phi(R, Z)$ – плотность тороидального тока, которая включает в себя токи, текущие в обмотках магнитной системы и в плазме, $J_{\phi, \text{cond}}(R, Z)$ – плотность тороидального тока в проводниках. Для условий магнитной системы Глобус–М2 предполагается, что форма полоидальных катушек прямоугольная, где плотность тока распределена равномерно по сечению обмотки:

$$\begin{aligned} J_{\phi, \text{cond}}(R, Z) &= \sum_{k=1}^{N_{\text{cond}}} J_{\text{cond}, k}(R, Z), \\ J_{\text{cond}, k}(R, Z) &= \begin{cases} I_{\text{cond}, k} / S_k, & (R, Z) \in \Omega_{\text{cond}, k}, \\ 0, & \notin \Omega_{\text{cond}, k}, \end{cases} \end{aligned} \quad (2)$$

где N_{cond} – количество обмоток полоидального поля, а $J_{\text{cond}, k}$, $I_{\text{cond}, k}$, S_k и $\Omega_{\text{cond}, k}$ – это плотность тороидального тока, тороидальный ток, площадь полоидального сечения проводника и область пространства k -го проводника соответственно, $J_{\phi, \text{pl}}(R, Z)$ – плотность тороидального тока, имеющая сильную зависимость от потока полоидального магнитного поля, что привносит нелинейность в уравнение Грэда–Шафранова

$$J_{\phi, \text{pl}}(R, Z) = R p'(\psi) + \frac{F(\psi) F(\psi)'}{\mu_0 R}, \quad (3)$$

где $g' = \partial g / \partial \psi$ – производная по магнитному потоку, $p(\psi)$ – давление плазмы, предполагающееся изотропным, $F(\psi) = R B_\phi$ – функция, определяющая форму тороидального поля.

Задание зависимостей $p'(\psi)$ и $F(\psi)F(\psi)'$ осуществляется обычно в виде параметрических функций или полиномов. В коде ruGSS они представлены в двух вариантах, первый из которых задан аналогично используемой зависимости на сферическом токамаке NSTX [32] (вариант А)

$$\begin{aligned} p'(\psi) &= A_1 \psi_n (1 - \psi_n), \\ F(\psi)F(\psi)' &= A_0 (B_1 \psi_n - 1 - (B_1 - 1) \psi_n^2), \end{aligned} \quad (4)$$

где функции заданы от нормализованного потока полоидального магнитного поля

$$\psi_n = (\psi - \psi_a) / (\psi_b - \psi_a), \quad (5)$$

ψ_a — поток на магнитной оси, ψ_b — поток на границе. A_0, A_1, B_1 — свободные параметры, которые подбираются в ходе вычислений под экспериментальные измерения. При этом в данной параметрической функции предполагается, что давление плоское на магнитной оси — $p'(0) = 0$ и что $(FF')' = 0$ на границе. Для удобства и повышения стабильности вычислений параметры A_0 и A_1 выражены через ток плазмы

$$I_p = \iint J_{\phi, pl}(R, Z) dR dZ, \quad (6)$$

а также через полоидальное бета, определенное как

$$\beta_p = \frac{8\pi}{\mu_0 I_p^2} \iint p(\psi) dR dZ. \quad (7)$$

Из выражений (4), (6), (7), а также выражения для плотности тороидального тока в (1), можно составить систему уравнений, а из решения набор свободных параметров A_0, A_1, B_1 превращается в набор I_p, β_p, B_1 . Отсюда можно исключить I_p , так как он измеряется во всех экспериментах, и, таким образом, свободными параметрами равновесия остаются β_p и B_1 .

Вторым является классический случай (вариант Б)

$$\begin{aligned} p'(\psi) &= C_0 (1 - \psi_n^{\alpha_m})^{\alpha_n}, \\ F(\psi)F(\psi)' &= C_1 (1 - \psi_n^{\alpha_m})^{\alpha_n}, \end{aligned} \quad (8)$$

где свободными параметрами являются $C_0, C_1, \alpha_m, \alpha_n$. Используя плазменный ток и полоидальное бета, как было сделано выше, можно уменьшить количество неизвестных параметров до трех: $\beta_p, \alpha_m, \alpha_n$.

Во всех расчетах данной статьи использовался вариант А, сравнение двух типов параметрических функций приведено в разделе 0.

3.2. Решение уравнения Грэда—Шафранова

Уравнение Грэда—Шафранова можно решить, как двумерное уравнение Пуассона в тороидальной геометрии или методом функций Грина. В коде ruGSS реализован последний способ. Используя равномерную и прямоугольную вычислительную сетку в координатах R, Z уравнение Грэда—Шафранова (2) можно переписать следующим образом:

$$\psi(R, Z) = \iint G(R, Z, R', Z') J_\phi(R', Z') dR' dZ', \quad (9)$$

где $G(R, Z, R', Z')$ — четырехмерная функция Грина, с помощью которой можно получить поток полоидального магнитного поля в точке с координатами (R, Z) от единичного токового элемента, находящегося в точке с координатами (R', Z') . Данная функция определена как

$$\begin{aligned} G(R, Z, R', Z') &= \frac{\mu_0 \sqrt{RR'}}{2\pi k} [(2 - k^2)K(k) - 2E(k)], \\ k^2 &= \frac{4RR'}{(R + R')^2 + (Z - Z')^2}, \end{aligned} \quad (10)$$

где $K(k)$ и $E(k)$ — эллиптические функции первого и второго порядка соответственно.

Уравнение Грэда—Шафранова обладает сильной нелинейностью, поскольку правая часть уравнения (2), т. е. плотность тороидального тока $J_\phi(R, Z)$ зависит от потока полоидального магнитного поля, являющегося искомым функцией. По этой причине, решение уравнения Грэда—Шафранова осуществляется итерационным методом, известным как метод Пикара [33]

$$\begin{aligned} \psi^{(n)}(R, Z) &= \\ &= \iint G(R, Z, R', Z') J_\phi(\psi^{(n-1)}(R, Z)) dR' dZ'. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь n — номер итерации Пикарда. Таким образом, задавая некоторое начальное распределение потока поля $\psi^{(0)}(R, Z)$ (в коде ruGSS используется Гауссова функция), можно вычислить плотность тороидального магнитного тока $J_\phi(\psi^{(0)}(R, Z))$, которая интегрируется с функцией Грина $G(R, Z, R', Z')$, и дает новое значение потока $\psi^{(1)}(R, Z)$, который передается в следующую итерацию и т.д. Такая процедура продолжается до выполнения условия сходимости — $a_{tol} < m_1$ и $r_{tol} < m_2$, где абсолютная ошибка определяется как

$$a_{tol} = \max \|\psi^{(n)} - \psi^{(n-1)}\|, \quad (12)$$

а относительная ошибка равна

$$r_{tol} = \max \left\| \frac{\psi^{(n)} - \psi^{(n-1)}}{\psi_{\max}^{(n)} - \psi_{\min}^{(n)}} \right\|. \quad (13)$$

С целью оптимизации, перед началом решения уравнения Грэда–Шафранова осуществляется отдельный расчет вакуумного полоидального магнитного потока, создаваемого катушками с помощью предварительно рассчитанных и сохраненных функций Грина. Для этого площадь катушки разбивается на 10^4 точечных элементов, для каждого высчитывается функция Грина $G(R, Z, R_i, Z_i)$ и усредняется. Полученная матрица умножается на количество обмоток n_{coil} и на ток I_{coil} получая, таким образом, поток вакуумного полоидального поля $\psi_{vac}(R, Z)$

$$\psi_{vac}(R, Z) = \sum_{i=1}^{N_{coil}} G(R, Z, R_i, Z_i) I_{coil,i} n_{coil,i}. \quad (14)$$

3.3. Поиск границы плазмы

Определение границы плазмы требуется на каждом этапе Пикардовских итераций, так как $p'(\psi)$ и $F(\psi)F'(\psi)$ должны быть заданы как функции полоидального магнитного потока ψ , и они должны быть обнулены вне плазмы.

Поиск границы плазмы начинается с нахождения точек нуль-поля с $|\nabla\psi|^2 = 0$, из них можно отличить магнитную ось ($S(R, Z) > 0$) и X-точку ($S(R, Z) < 0$). Поиск таких точек осуществляется с помощью 2-мерной интерполяции кубическим сплайном [22]

$$S(R, Z) = \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial R^2} \right) \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial Z^2} \right) - \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial R \partial Z} \right)^2. \quad (15)$$

Для получения границы плазмы, происходит поиск контура с потоком одной из X-точек, внутри которой линии замкнуты.

3.4. Стабилизация решения уравнения Грэда–Шафранова

Численная вертикальная неустойчивость — общая проблема процесса решения уравнения Грэда–Шафранова, когда все токи и параметры, описывающие плазму зафиксированы, а при наличии обмоток полоидального поля, в которых токи направлены в разные стороны, плазма смещается вверх и дальнейшее решение уравнения невозможно. Пример эволюции вертикального положения магнитной оси во время Пикардовских итераций без стабилизации приведен на рис. 2а, где ось неконтролируемо двигается вверх, а после 40-й итерации плазма оказывается вне

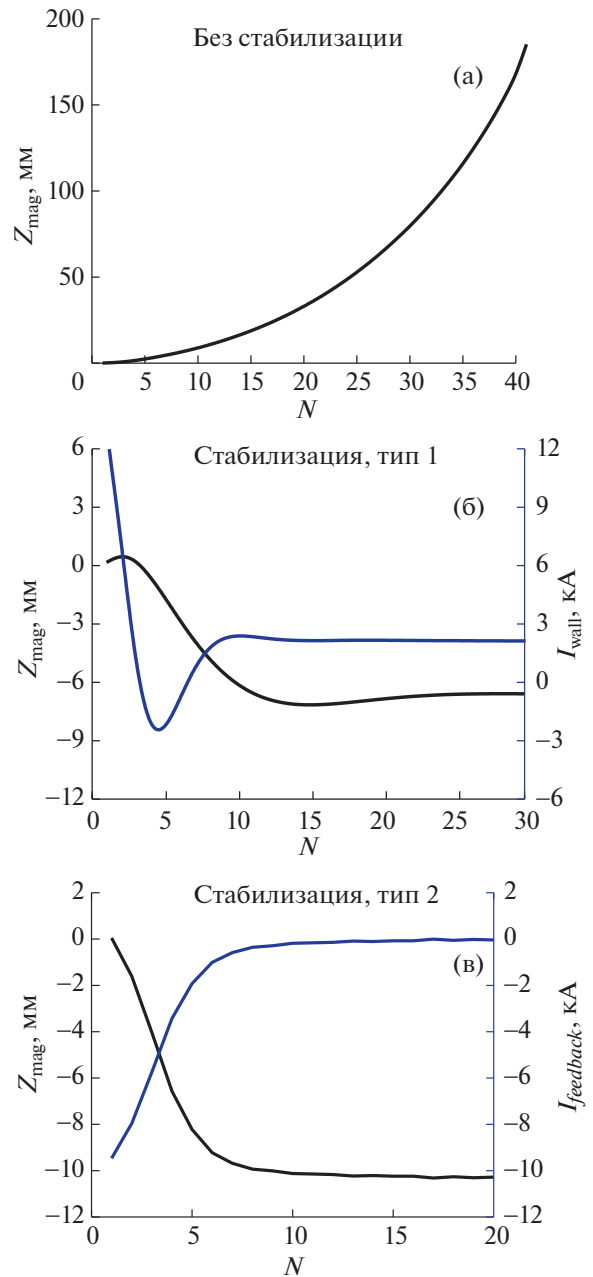


Рис. 2. Пример эволюции вертикального положения магнитной оси в ходе Пикардовских итераций без стабилизации (а); первый тип стабилизации с применением токов по камере, приведено изменение положения магнитной оси и суммарного тока по камере (б); второй тип стабилизации с помощью виртуальной катушки, приведено положение магнитной оси и тока в обмотке (в). Данные для расчетов взяты из 200 мс разряда #42368.

границ вычислительной сетки и решение уравнения теряет смысл. В связи с этим, в коде ruGSS представлены два метода стабилизации решения.

Первый тип стабилизации решения осуществляется с помощью динамического расчета токов

по камере, за счет минимизации разницы между экспериментальными данными магнитных петель и рассчитанными (таким же образом происходит расчет токов в пассивных структурах кода DINA в восстановительной моде [11])

$$\min \left[\sum_{j=1}^{N_{loop}} \left\{ \sum_{i=1}^{N_{wall}} G(R_j, Z_j, R_i, Z_i) \Delta I_{wall,i} - \Delta \Psi_{loop}(R_j, Z_j) \right\}^2 + \gamma^2 \sum_{i=1}^{N_{wall}} (\Delta I_{wall,i})^2 + \sum_{i=1}^{N_{wall}} (I_{wall,i} - I_{wall-exp,i})^2 \right], \quad (16)$$

где $\Delta \Psi_{loop}(R_j, Z_j) = \Psi_{loop,sim}(R_j, Z_j) - \Psi_{loop,exp}(R_j, Z_j)$ — разница между экспериментальным измерением $\Psi_{loop,exp}$ и рассчитанным значением потока $\Psi_{loop,sim}$, ΔI_{wall} — изменение тока по камере, γ — тихоновский параметр для регуляризации. $\sum_{i=1}^{N_{wall}} G(R_j, Z_j, R_i, Z_i) \Delta I_{wall,i}$ — изменение вклада каждого i -го элемента камеры в поток j -й магнитной петли. Таким образом, на каждом этапе пикардовских итераций осуществляется решение уравнения (16) с помощью тихоновской регуляризации [34] и определяется изменение тока по камере, тогда на следующей итерации ток по камере равен $I_{wall,i}^{(n)} = I_{wall,i}^{(n-1)} + \Delta I_{wall,i}$. В случае сильного смещения плазменного шнура по вертикали, измерения магнитных петель начинают резко отличаться от рассчитанных кодом, в результате чего, вычисленные по формуле (16) токи по камере стабилизируют плазменный шнур. Пример использования приведен на рис. 26, где представлено изменение вертикального положения магнитной оси и суммарного тока по камере в ходе пикардовских итераций. Чтобы сделать рассчитанный поток близким к измеренному с помощью магнитных петель, в уравнение добавлена сумма разностей рассчитанного тока по камере $I_{wall,i}$ и экспериментального $I_{wall-exp,i}$ (процедура вычисления описана в разделе 1).

Вторым методом стабилизации решения является включение в модель виртуальной симметричной обмотки, с разнонаправленными токами, чтобы создавать горизонтальное магнитное поле, стабилизирующее плазму, в случае смещения плазмы [35]. Ток в обмотке рассчитывается с помощью формулы

$$I_{feedback} = -C (Z_{mag}^{(n)} - Z_{target}) I_p, \quad (17)$$

где C — множитель плазменного тока I_p , $Z_{mag}^{(n)}$ — вертикальная координата магнитной оси на n -й итерации, Z_{target} — задаваемая пользователем же-

лаемая вертикальная координата магнитной оси. Таким образом, если вертикальная неустойчивость возникает, $Z_{mag}^{(n)}$ значительно отклоняется от Z_{target} , возникает стабилизирующий ток, который возвращает плазму вниз. Если подобрать Z_{target} близким к Z_{mag} , то в конце пикардовских итераций, стабилизирующий ток $I_{feedback} \approx 0$, и не оказывает значительного влияния на глобальное равновесие. К недостаткам такого метода относится необходимость подбора Z_{target} и множителя C , чтобы минимизировать стабилизирующий ток. Пример использования приведен на рис. 2в, где представлено изменение вертикального положения магнитной оси и тока в виртуальной обмотке в ходе пикардовских итераций.

Во всех расчетах, приведенных в статье, использовался первый метод стабилизации решения из-за простоты реализации и отсутствия дополнительных свободных параметров, требующих подбора.

3.5. Поиск свободных параметров равновесия

Поиск свободных параметров β_p и B_1 или β_p , α_m , α_n происходит за счет сравнения конечного результата решения уравнения Грэда—Шафранова с экспериментальными данными — измерениями магнитных петель. Плазменный ток и токи в обмотках измеряются в каждом разряде и заданы как неизменяющиеся входные параметры. Сигнал в петле складывается из трех слагаемых

$$\Psi_{loop,sim}(R_j, Z_j) = \Psi_{loop,vac}(R_j, Z_j) + \Psi_{loop,plasma}(R_j, Z_j) + \Psi_{loop,wall}(R_j, Z_j). \quad (18)$$

Первое слагаемое — поток от вакуумного магнитного поля, второе слагаемое рассчитывается непосредственно с помощью Пикардовских итераций и интегрирования функции Грина и является потоком от плазменного тока, а третье слагаемое — вклад от токов по камере.

Подбор осуществляется следующим образом: подпрограмма, решающая уравнение Грэда—Шафранова, имеет на входе свободные параметры равновесия (а также данные о катушках, токах, функциях Грина и координатах, которые хранятся в файле), а на выходе коэффициент МАРЕ (средняя относительная погрешность в процентах)

$$MAPE = \frac{100\%}{N_{loop}} \sum_{j=1}^{N_{loop}} \left| \frac{\Psi_{loop,sim}(R_j, Z_j) - \Psi_{loop,exp}(R_j, Z_j)}{\Psi_{loop,exp}(R_j, Z_j)} \right|. \quad (19)$$

Для минимизации МАРЕ и подбора свободных параметров равновесия используется метод Байесовской оптимизации [36]. Такой метод вы-

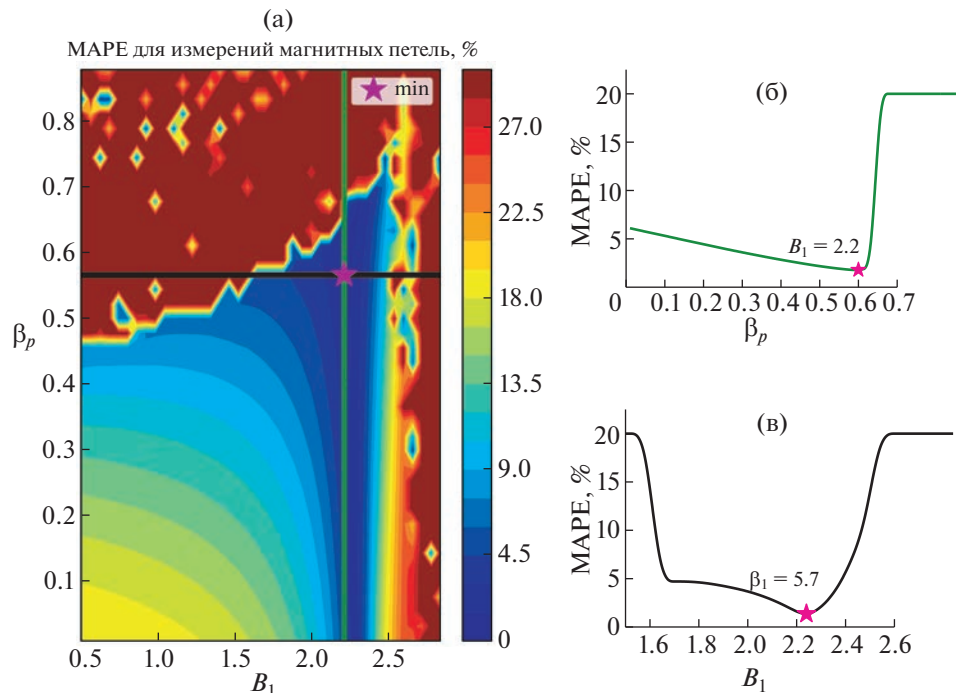


Рис. 3. Зависимость параметра MAPE в процентах от искоемых в процессе реконструкции равновесия величин β_p и B_1 (а); срез графика при $B_1 = 2.2$ и при $\beta_p = 0.57$ (б) и (в) соответственно. Данные для расчетов взяты из 200 мс разряда #42368.

бран был в связи с существованием большого количества несходящихся решений уравнения Грэда–Шафранова и наличием локальных минимумов. В таком случае, обычные методы, например, градиентного спуска, могут попасть в область с неплавным изменением коэффициента MAPE и в результате, выдать неправильный результат. На рис. 3а, приведена погрешность измерений магнитных петель в виде параметра MAPE в процентах в зависимости от искоемых в процессе реконструкции равновесия величин β_p и B_1 . Звездой обозначено наиболее оптимальное значение β_p и B_1 с $\text{MAPE} \approx 0.5\%$. Как видно, при низких β_p и B_1 параметр MAPE плавно меняется и падает с приближением к минимуму, который оказывается близок к границе области с несходящимися решениями, где резко потом возрастает, что дополнительно может помешать нестохастическим методам оптимизации. На рис. 3б дополнительно приведена зависимость MAPE от β_p при фиксированном $B_1 = 2.2$, где видно монотонное падение погрешности при изменении бета β_p от 0 до 0.7, а на рис. 3в представлена зависимость MAPE от B_1 при $\beta_p = 0.57$.

Для самого наилучшего варианта свободные параметры β_p и B_1 сохраняются вместе с прочими необходимыми интегральными и производными

величинами, а равновесие выводится в geqdsk [37] или divgeo [13] формате.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РЕКОНСТРУКЦИИ РАВНОВЕСИЯ КОДОМ PYGSS

4.1. Граница плазмы и измерения магнитных петель

Для демонстрации работы кода был выбран разряд #42368 (тороидальное магнитное поле $B_T = 0.8$ Т, ток плазмы $I_p = 350$ кА), осциллограммы которого изображены на рис. 4. Нагрев плазмы осуществлялся двумя инжекторами НИ-1 и НИ-2, создающими пучки дейтерия с энергией $E_b = 28$ кэВ и мощностью $P_b = 500$ кВт (НИ-1), и с энергией $E_b = 46$ кэВ, мощностью $P_b = 925$ кВт (НИ-2). Инжекция НИ-2 началась на фазе роста тока (150 мс) и длилась 90 мс, инжекция НИ-1 началась позже, на стадии плато тока при 180 мс и продолжалась 40 мс.

На рис. 1 представлены результаты работы кода pyGSS для стационарной фазы $t = 200$ мс: распределение полоидального магнитного потока и граница плазмы с нижним положением Х-точки. Для сравнения, здесь также приведена граница плазмы, полученная кодом PET и методом токовых колец. Как видно из рисунка, размеры и конфигурация поперечного сечения плазмы находятся в хорошем соответствии друг с другом при использовании трех разных кодов.

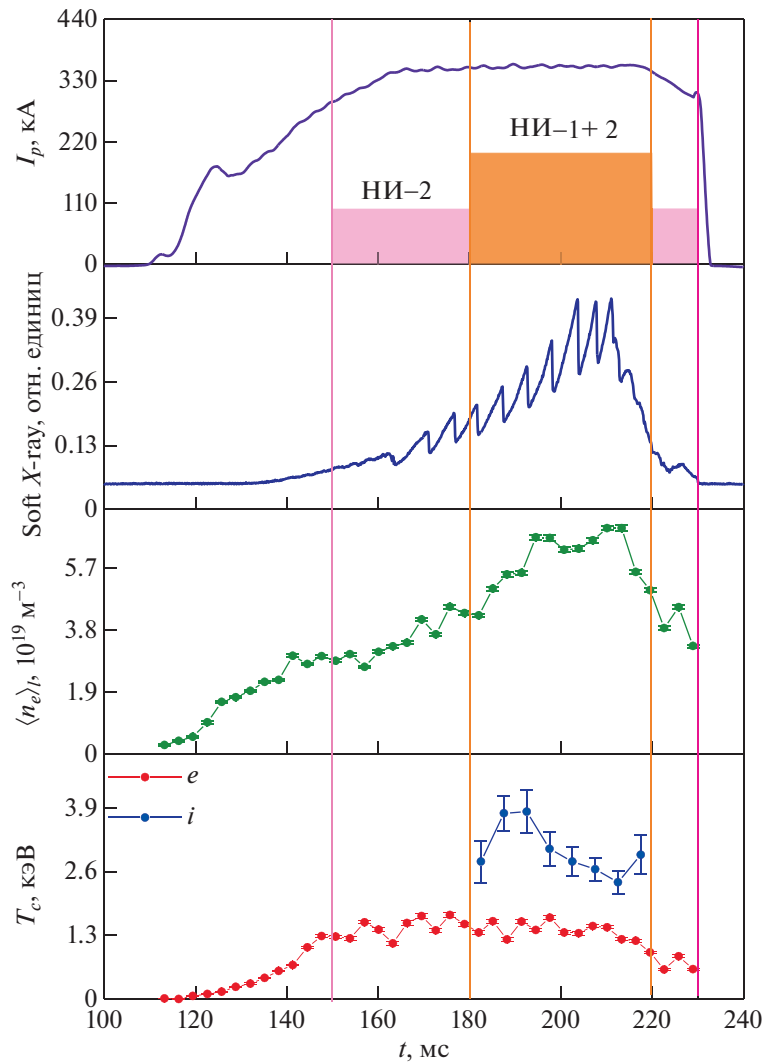


Рис. 4. Осциллограмма разряда #42368, представлен ток плазмы, отмечено начало работы инжекторов НИ-1 и НИ-2, сигнал мягкого рентгена, средняя электронная концентрация вдоль хорды с большим радиусом $R = 0.42$ м, а также центральная электронная и ионная температура.

На рис. 5 представлено распределение измеренного магнитными петлями потока полоидального магнитного поля в зависимости от номера датчика (расположение петель изображено на рис. 1), как видно, измерения согласуются с расчетом. При этом вклад от токов по камере оказывается малым, меньше 1 мВб/рад. На рис. 6 приведено изменение абсолютной a_{tol} и относительной r_{tol} ошибки в ходе Пикардовских итераций, как видно, за почти 100 итераций решение уравнения Грэда–Шафранова плавно сходится до предела в 10^{-7} . При этом, абсолютная ошибка сходится быстрее, чем относительная, опережая последнюю примерно на 40 итераций. Был проведен тест на сеточную сходимость и результаты расчетов идентичны при разрешениях сетки 65×65 (основной вариант) в сравнении с 128×128 , разница вычисленной границы плазмы, энергоза-

паса, внутренней индуктивности и т.д. не превышает 10^{-4} .

На данный момент для реконструкции одной магнитной конфигурации требуется от 20 до 100 шагов Байесовской оптимизации, для каждой примерно 100 итераций методом Пикарда. Время расчета одного разряда, разбитого на примерно 100 временных моментов с шагом 1 мс составляет около 40 мин на 24-ядерном процессоре Intel Xeon Gold.

4.2. Сравнение с методом токовых колец

Для определения положения и формы границы плазмы в паузе между разрядами используется метод токовых колец [21]. В нем плазма представляется в виде набора подвижных филаментов (токовых колец), в которых подбираются токи и их

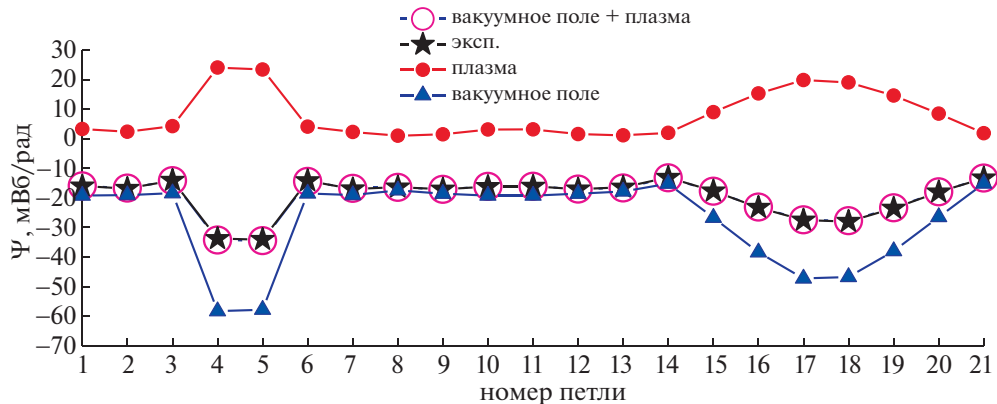


Рис. 5. Сравнение полоидального магнитного потока, измеренного магнитными петлями и рассчитанного кодом ruGSS. Получено для разряда #42368, $t = 200$ мс. Дополнительно представлены положительный вклад в поток от плазмы и отрицательный от катушек. Вклад токов по камере меньше 1 мВб/рад и на рисунке не представлен.

положение таким образом, чтобы измерения магнитных петель совпали с рассчитанными. При этом реконструируется крайняя замкнутая магнитная поверхность.

Преимуществами такого метода является большая скорость вычислений, позволяющая проводить расчет равновесия меньше, чем через минуту после разряда или в реальном времени. К недостаткам можно отнести упрощенное представление о распределении тока плазмы, по этой причине распределение потока полоидального магнитного поля считается достоверно определенным только в окрестности границы плазмы или вне ее. Данный метод не позволяет определить распределение равновесного давления плазмы, плотности тороидального тока и ряда других внутренних параметров.

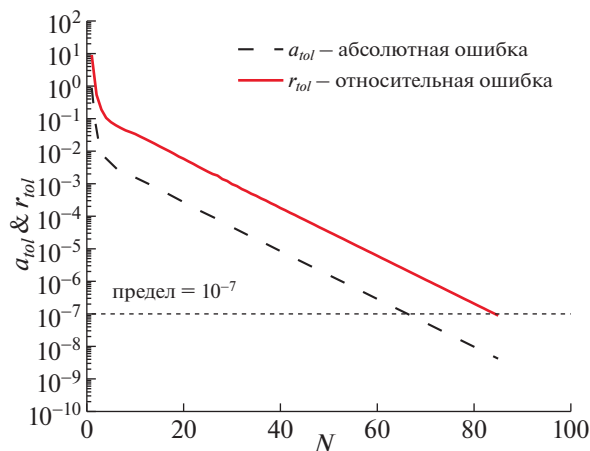


Рис. 6. Сходимость абсолютной a_{tol} и относительной r_{tol} ошибки до предела в 10^{-7} в ходе Пикардовских итераций при решении уравнения Грэда–Шафранова.

Таким образом, для корректного сравнения данных вычисления равновесия методом токовых колец и кода ruGSS подходит только граница плазмы, а также следующие геометрические параметры: малый радиус $a_0 = (R_{max} - R_{min})/2$, большой радиус $R_0 = (R_{max} + R_{min})/2$, вытянутость $\kappa = (Z_{max} - Z_{min})/2a$ и средняя треугольность $\delta = (\delta_{upper} + \delta_{lower})/2$, где верхняя треугольность вычисляется как $\delta_{upper} = (R_0 - R_{upper})/2a$, а нижняя $\delta_{lower} = (R_0 - R_{lower})/2a$, при этом R_{upper} равен большому радиусу самой верхней точки на границе Z_{max} , а R_{lower} соответственно большому радиусу точки Z_{min} .

На рис. 7 представлены вышеописанные геометрические параметры в зависимости от времени для разряда #42368 (левый столбец), а в правом столбце представлено сравнение на диаграмме для серии экспериментов (разряды: 41 585, 41 615, 41 629, 41 644, 41 645, 41 649, 41 665, 41 666, 42 119, 42 123, 42 343, 42 368), полученных при магнитном поле $B_T = 0.8\text{--}0.9$ Тл, токе плазмы $I_p = 300\text{--}400$ кА, с инжекцией дейтерия или водорода НИ-1 и НИ-2 ($E_b = 27\text{--}28$ кэВ и $40\text{--}47$ кэВ, суммарная мощность $P_b = 1200\text{--}1400$ кВт). Как видно, малый, большой радиус и вытянутость хорошо соответствуют друг другу с $\text{MAPE} < 2\%$, но треугольность плазмы имеет отличия с $\text{MAPE} = 9\%$. При этом, наблюдается резкий скачок треугольности с 0.3 до 0.4 во время работы НИ-1+2. Также наблюдаются отличия на фазе роста тока, в это время сильны токи по камере, которые затрудняют реконструкцию равновесия. Визуальное сравнение границы плазмы для одного разряда на рис. 1 также показывает согласованность результатов расчета границы плазмы.

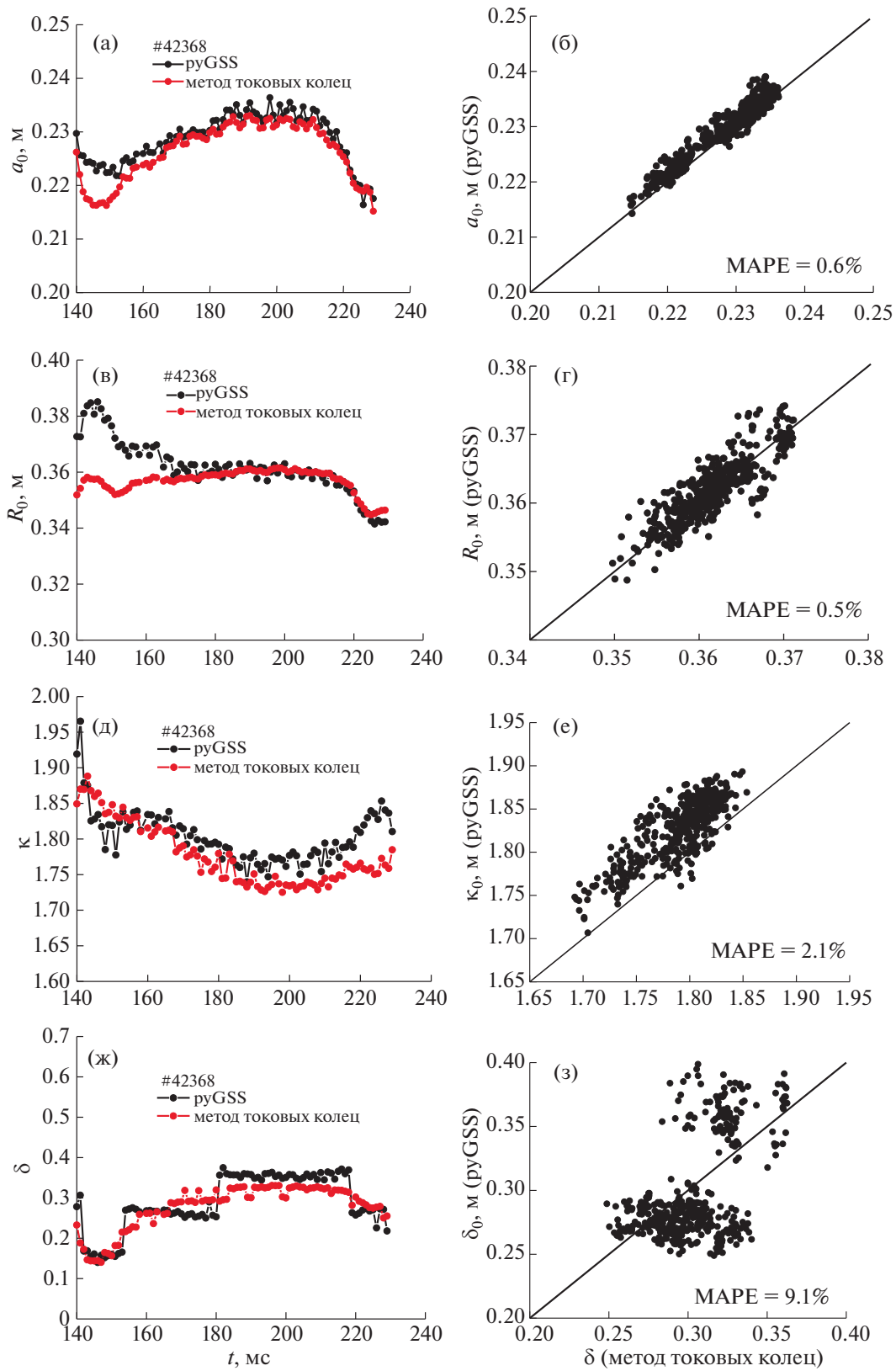


Рис. 7. Сравнение данных вычислений кода pyGSS и метода токовых колец: временная динамика малого и большого радиуса, вытянутости и треугольности для разряда #42368 (а), (в), (д), (ж); диаграмма сравнения для серии разрядов (б), (г), (е), (з).

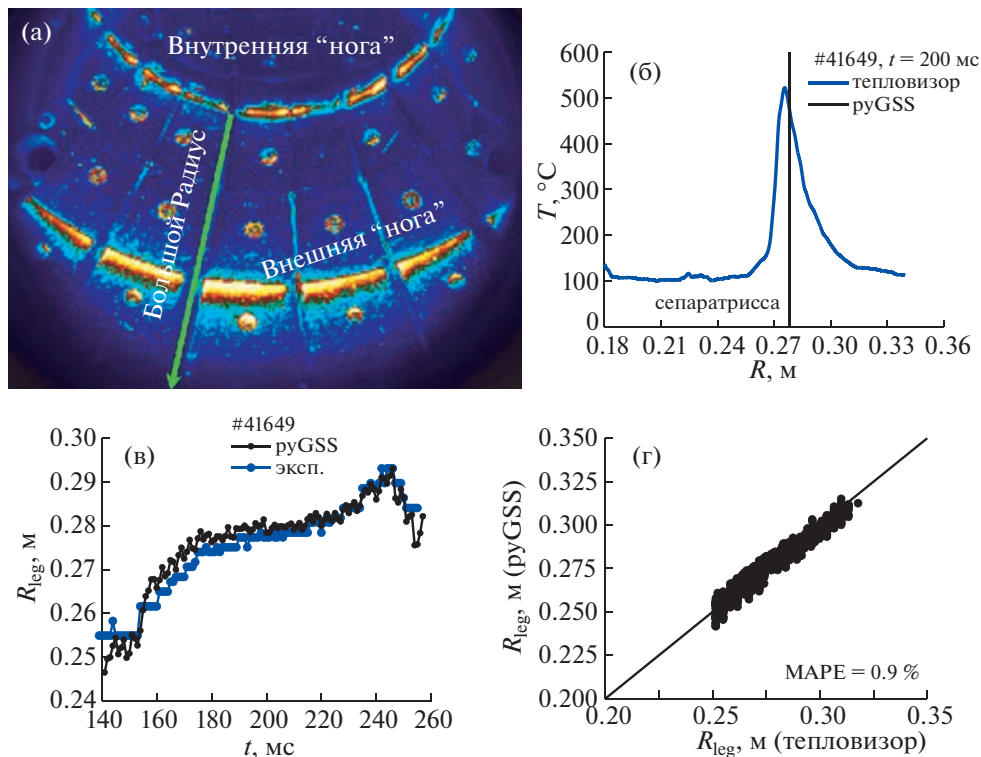


Рис. 8. Изображение тепловизора, направленного вертикально на нижние диверторные пластины, отмечено положение внутренней и внешней ноги сепаратрисы (а); распределение температуры на графитовой плитке по большому радиусу, отмечено положение внешней ноги сепаратрисы по результатам вычислений кода pyGSS для разряда #41649, 200 мс (б); эволюция во времени положения ноги сепаратрисы для разряда #41649 (в) и диаграмма сравнения для серии экспериментов положения внешней ноги сепаратрисы на стороне со слабым магнитным полем, полученное кодом pyGSS и с помощью измерений тепловизора (г).

4.3. Сравнение с измерениями положения ноги сепаратрисы с помощью тепловизора

В сферическом токамаке Глобус-М2 установлена быстрая тепловизионная камера, линия наблюдения которой направлена вертикально на нижние диверторные пластины, что позволяет увидеть распределение тепла на них (рис. 8а). К-детектор изготовлен из теллурида кадмия-ртути, что обеспечивает работу в диапазоне длин волн 3.5–4.7 мкм, размер кадра тепловизора 320×256 пикселей в полнокадровом режиме, что соответствует пространственному разрешению ~ 1.6 мм/пиксель с частотой ~ 220 Гц.

Для определения положения внешней ноги сепаратрисы используется координата максимума температуры диверторной пластины, которая может отличаться от реального положения из-за процессов диффузии тепла у графитовой плитки, однако погрешность измерения относительно мала из-за узости области с большим потоком тепла на дивертор (менее 3 см, рис. 8б).

Измерения тепловизионной камерой можно использовать для валидации реконструкции равновесия кодом pyGSS. Сравнение приводится

только для положения ноги сепаратрисы на стороне со слабым полем, так как на стороне с сильным полем, поток тепла сильно ниже, потому пик температуры плохо различим на фоне.

На рис. 8в представлена эволюция во времени положения ноги сепаратрисы на стороне со слабым полем в разряде #41649, близком по параметрам к #42368, по данным вычислений кодом равновесия pyGSS и измерениям тепловизора, а на рис. 8г представлена диаграмма сравнения для серии разрядов. Как видно, результаты реконструкции равновесия согласуются с экспериментальными данными, полученными оптическим методом, точность реконструкции составляет меньше $\text{MAPE} = 1\%$.

4.4. Сравнение с измерениями диамагнитной петли

Глобус-М2 оснащен диамагнитной петлей, расположенной по полоидальному обходу внутри камеры для измерения диамагнитного сигнала, являющегося разностью тороидального потока магнитного поля с плазмой и в ее отсутствии

$$\Delta\Phi = -\int (B_{T,plasma} - B_{T,vac}) dS. \quad (20)$$

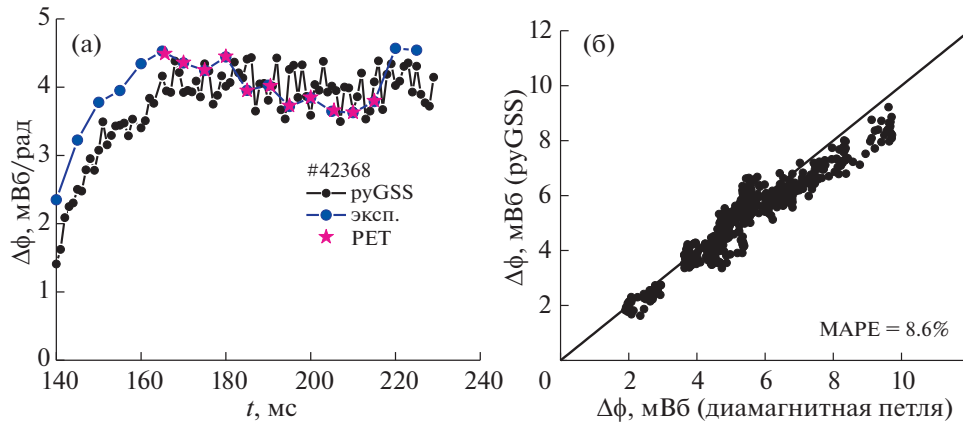


Рис. 9. Зависимость диамагнитного потока от времени для разряда #42368 (а), а также диаграмма сравнения для экспериментального сигнала и рассчитанного с помощью кодов равновесия руGSS и PET (б).

Данные измерения широко используются в экспериментах для определения энергосодержания и полоидального бета β_p . Но использование данных измерений сопряжено с трудностями в связи с малостью сигнала на фоне большого потока тороидального поля (доля сигнала 10^{-4}), в связи с многочисленными наводками, значительным влиянием вибраций, влиянием токов в катушках полоидального и тороидального поля и т.д.

Диамагнитный сигнал не используется непосредственно для реконструкции равновесия кодом руGSS, но может быть сравнен с сигналом, полученным с помощью кода. На рис. 9а изображена зависимость от времени диамагнитного сигнала, полученного экспериментально и с помощью кодов равновесия руGSS и PET для разряда #42368. На фазе роста тока плазмы с 140 до 170 мс наблюдаются отличия примерно в 0.5 мВб, вызванные низкой точностью реконструкции равновесия вне плато тока (MAPE = 5–10%). Но в случае квазистационарной фазы разряда (170–240 мс) измерения находятся в хорошем соответствии, как и на диаграмме с сравнением большой статистики экспериментальных измерений и данных реконструкции (рис. 9б), MAPE = 8.6%.

4.5. Сравнение с результатами работы кода равновесия PET

Для реконструкции равновесия на токамаке Глобус-М2 также используется код со свободной границей PET [24], написанный на языке FORTRAN. В коде PET решается уравнение Грэда–Шафранова, но в отличие от кода руGSS исполь-

зуется иная формула для распределения производной давления $p'(\psi)$ и функции $F(\psi)F'(\psi)$

$$\begin{aligned} p'(\psi) &= \alpha_0 \left[1 - (1 - \psi_n)^{\alpha_1} \right]^{\alpha_2}, \\ F(\psi)F'(\psi) &= b_0 \left[1 - (1 - \psi_n)^{\alpha_1} \right]^{\alpha_2}, \end{aligned} \quad (21)$$

где параметры α_0 и b_0 определяются через полоидальный β_p и ток плазмы I_p , а коэффициенты α_1 и α_2 подбираются пользователем. Ток плазмы и ток в полоидальных катушках заданы на основе экспериментальных измерений.

Реконструкция равновесия в коде осуществляется через подбор неизвестных величин, т.е. полоидального β_p и коэффициентов α_1 и α_2 через сравнение результатов расчета с границей плазмы, определенной методом токовых колец и измеренным сигналом диамагнитной петли. Как показано на рис. 9а, реконструкция равновесия вышеописанным кодом вполне может описать измерения, получаемые диамагнитной петлей.

Результаты реконструкции равновесия кодом PET были использованы для валидации расчетов кодом руGSS на примере двух величин: полоидального бета β_p (7) и для нормализованной внутренней индуктивности

$$l_i = \frac{2}{R_g (\mu_0 I_p)^2} \int B_p^2 dV. \quad (22)$$

Сравнение результатов, полученных двумя равновесными кодами, представлено на рис. 10 в зависимости от времени для разряда #42368, а также для большой статистики экспериментов. Как видно, данные находятся в хорошем соответствии друг с другом, точность для всех величин в виде коэффициента MAPE немного больше 11%.

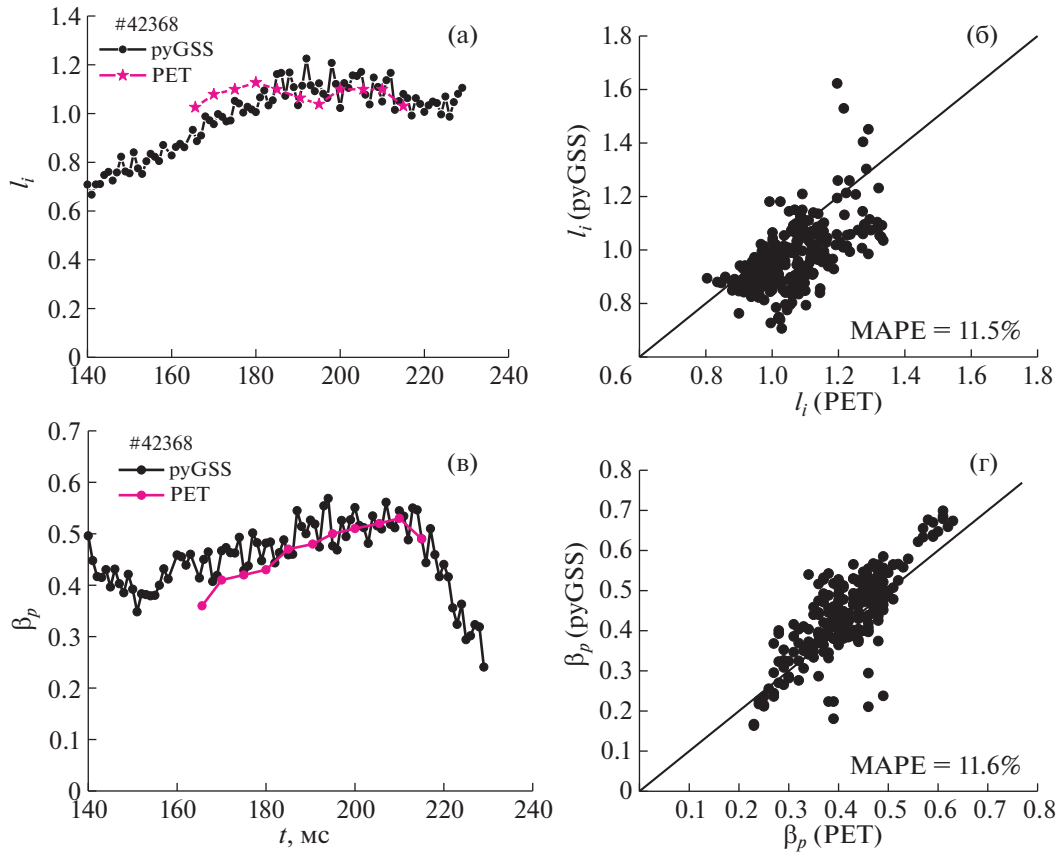


Рис. 10. Сравнение полоидального бета β_p (а), (б) и внутренней индуктивности l_i (в), (г) в зависимости от времени для разряда #42368 и на диаграммах для серии экспериментов. Приведены данные кодов PET и pyGSS.

При этом внутренняя индуктивность, рассчитанная кодом PET, немного больше, чем по коду pyGSS, что говорит о более пикированном профиле плотности тока в PET, вызванном разницей в параметрических функциях, используемых в расчете. На рис. 1 можно увидеть сравнение границы плазмы из PET, близкое к границе из метода токовых колец, и также находящееся в согласии с результатами pyGSS.

4.6. Вычисление энергозапаса

Одним из методов вычисления энергосодержания плазмы является прямое интегрирование равновесного давления плазмы по объему, которое можно получить из кодов равновесия pyGSS и PET

$$W = \frac{3}{2} \int p dV. \quad (23)$$

Стоит отметить, что энергозапас, полученный таким методом, включает в себя сумму тепловой энергии (от электронов W_e и от ионов W_i), а также

быстрых частиц W_f (вкладом от вращения плазмы в данном случае пренебрежем)

$$W = W_e + W_i + W_f. \quad (24)$$

На рис. 11а представлено сравнение энергозапаса, полученного кодами pyGSS и PET, точность совпадения результатов вычислений обоих кодов — $\text{MAPE} = 11.4\%$. Оба метода используют различные измерения данные магнитных измерений (PET — диамагнитные измерения, а pyGSS — данные магнитных петель), результаты обработки которых, в целом находятся в согласии друг с другом.

Для задачи валидации результатов реконструкции равновесия кодом pyGSS можно также использовать значения запасенной в плазме энергии, полученной из измерений профилей плотности и температуры. В описываемых экспериментах использовались две диагностические системы: диагностика на основе томсоновского рассеяния (TR), с помощью которой можно получить распределение температуры и плотности электронов от большого радиуса в экваториальной плоскости токамака, а также диагностики ак-

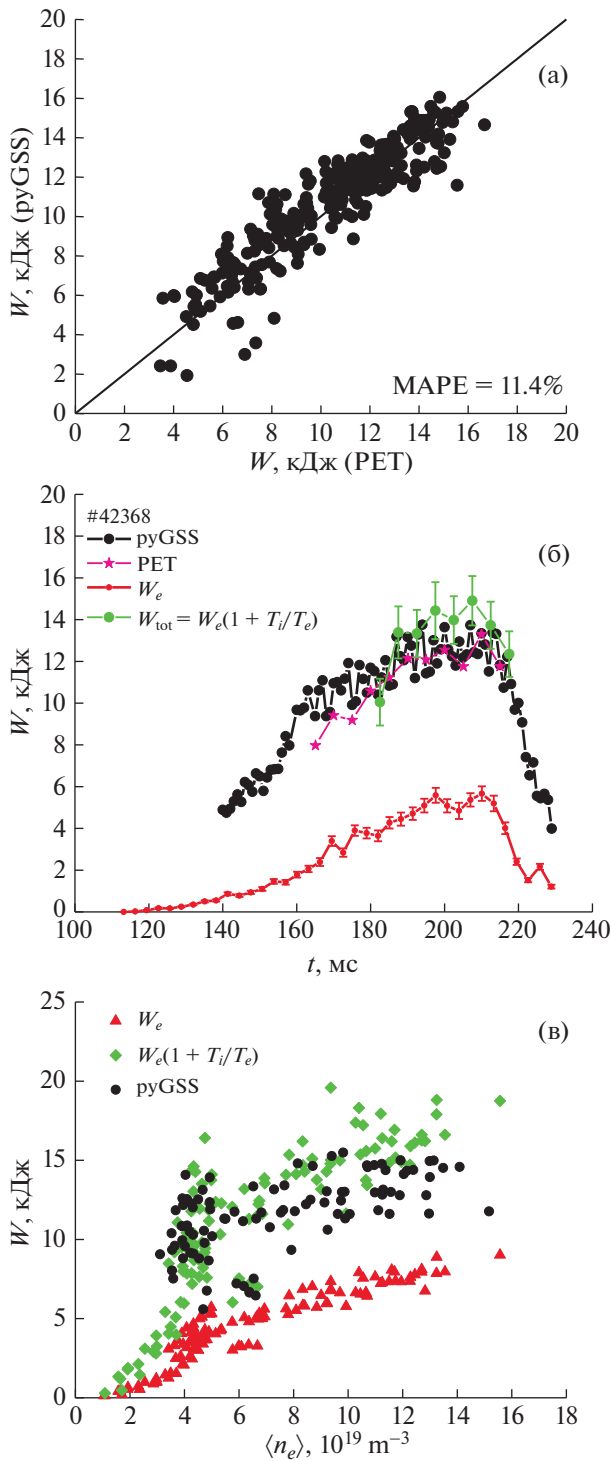


Рис. 11. Сравнение двух методов вычисления магнитного энергозапаса: PET и pyGSS, MAPE = 11.4% (а); энергозапас в зависимости от времени для разряда #42368, полученный на основе профилей температуры и концентрации, а также кодами PET и pyGSS (б); запасенная энергия в плазме для серии разрядов в зависимости от плотности электронов рассчитанная на основе кинетических измерений с помощью кода pyGSS (в).

тивной спектроскопии излучения перезарядки и рекомбинации (CXRS), с помощью которой можно получить распределение ионной температуры от большого радиуса, также в экваториальной плоскости.

Вычисление электронного энергозапаса проводилось на основе равновесия pyGSS, а также с помощью профилей электронной плотности и температуры, полученных диагностикой ТР. Для каждой точки ТР производился поиск соответствующего ей нормализованного полоидального потока (5) с последующей интерполяцией профиля по всему объему плазмы. Таким образом, можно получить распределение температуры и концентрации электронов по всему объему плазмы — $n_e(R, Z)$ и $T_e(R, Z)$. Электронный энергозапас можно получить интегрированием по объему распределения температуры и концентрации

$$W_e = \frac{3}{2} \int n_e(R, Z) T_e(R, Z) dV. \quad (25)$$

Ионный энергозапас был получен приблизительно с помощью отношения максимальной ионной и электронной температур

$$W_i = W_e \frac{T_i}{T_e}. \quad (26)$$

Результаты расчета кинетического энергозапаса в зависимости от времени представлены на рис. 11б для разряда #42368, дополнительно, добавлены результаты вычислений кодами PET и pyGSS, как видно все три метода находятся в согласии друг с другом, с учетом погрешности. Измерения CXRS возможны только во время работы пучка нейтральных частиц НИ-1, выступающего здесь также в роли диагностического пучка, поэтому полный кинетический энергозапас доступен только с 182 по 217 мс.

Результаты вычисления запасенной энергии в плазме, полученной равновесным кодом pyGSS и на основе профилей температуры и концентрации представлены также и в зависимости от среднехордовой плотности для серии экспериментов (рис. 11в), как видно, зависимость от плотности обоими методами имеет одинаковую форму.

4.7. Сравнение использования разных параметрических функций для реконструкции равновесия

При реконструкции равновесия возникает вопрос об использовании разных параметрических функций, которые описывают вид зависимостей $p'(\psi)$ и $F(\psi)F'(\psi)$. Как говорилось в разделе 0, в коде pyGSS используются 2 варианта таких функций.

На рис. 12а представлено сравнение границы плазмы и структуры магнитных поверхностей для

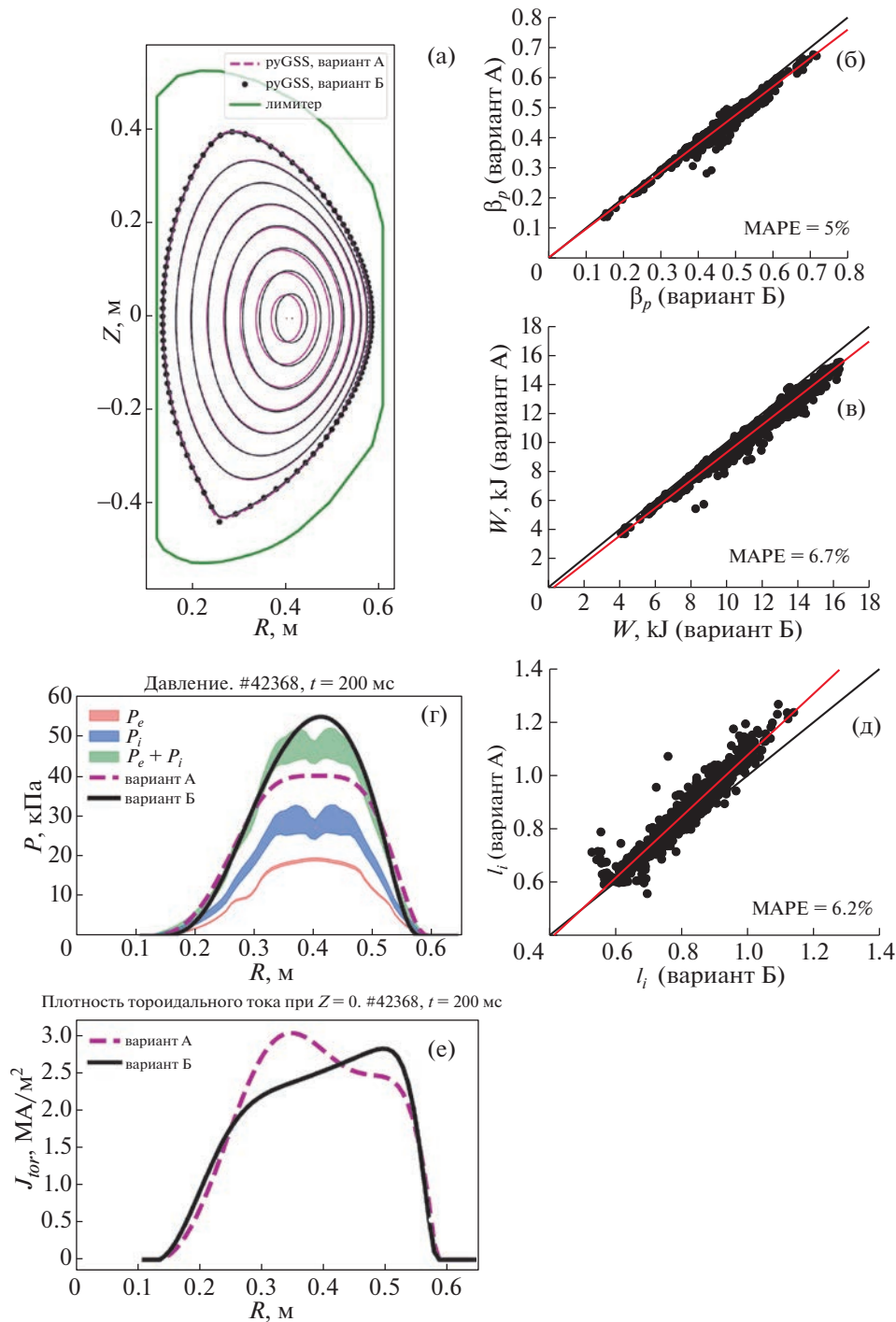


Рис. 12. Сравнение расчетов с разными параметрическими функциями – А и Б. Приводятся графики границы плазмы и формы магнитных поверхностей (а), диаграммы сравнения для серии экспериментов – полоидальное бета β_p (б), энергозапас (в), нормализованная внутренняя индуктивность l_i (д), а также давление плазмы в экваториальной плоскости (г) и плотность тороидального тока (е).

двух вариантов функций: вариант А – фиолетовый, формула (4), Б – черный, формула (8). Как видно, граница плазмы хорошо совпадает для двух типов функций, при этом статистический

анализ на серии экспериментов показал, что малый и большой радиус также совпадают, как и вытянутость, с $MAPE < 1\%$, различия могут наблюдаться только для треугольности, где отличия

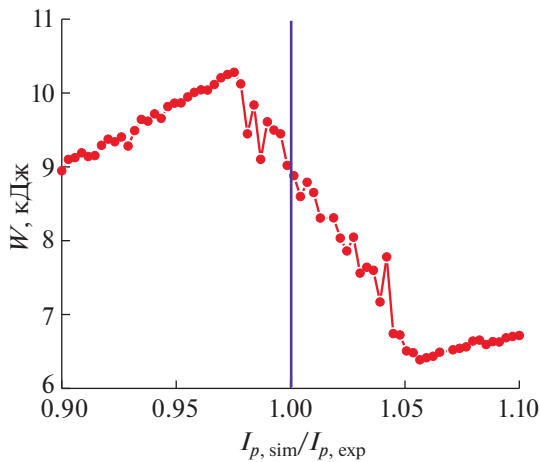


Рис. 13. Расчет энергезапаса кодом ruGSS с изменением тока плазмы при сохранении всех остальных параметров неизменными.

могут достигать $\text{MAPE} = 10\%$. Магнитные поверхности, находящиеся близко к сепаратрисе, находятся в согласии друг с другом, но, начиная с малого радиуса в 0.15 м наблюдаются небольшие отличия, магнитная ось также немного отличается в двух вариантах расчета на 1.2 см, как и полоидальное бета β_p и энергезапас также имеют небольшие различия. На рис. 12б и 12в наблюдается общее очень небольшое смещение в сторону реконструкции вариантом Б, показанное красной линией. Следовательно, вариант Б дает чуть большие значения, чем А, но разница может наблюдаться только для случаев с большим энергезапасом, выше 12 кДж. Отличия β_p и энергезапаса меньше $\text{MAPE} < 7\%$.

Нормализованная внутренняя индуктивность I_i оказывается выше для варианта А, чем в Б, что видно на рис. 12д, что говорит о более пикированном профиле плотности тороидального тока в А. Данный факт подтверждается на рис. 12е, где приведена плотность тороидального тока (формула (3)) в экваториальной плоскости. Плотность тока А оказывается смещена в сторону сильного магнитного поля, а вариант Б в сторону слабого, что и сказывается на форме магнитных поверхностей на рис. 12а. При этом такие существенные различия в форме тока оказывают малое влияние на интегральные параметры и форму границы плазмы.

Параметрическая функция типа А, дает более плоский профиль давления, чем Б, что видно на рис. 12г. Для сравнения, приводятся результаты измерения электронного давления диагностикой ТР (красная область) и ионного давления с помо-

щью диагностики CXRS (синяя область) в экваториальной плоскости

$$p_e = n_e T_e, \quad (27)$$

$$p_i = n_i T_i. \quad (28)$$

Ионная концентрация, необходимая для расчета ионного давления оценивалась из уравнения квазинейтральности и эффективного заряда, принятого здесь для простоты одинаковым по всему объему плазмы и равным $Z_{\text{eff}} = 2$. В данном случае, наиболее близким к суммарному кинетическому давлению (зеленая область), оказалась оценка вариантом функции Б. Но, вместе с этим, разница в энергезапасе, составляет лишь 500 Дж на фоне полного значения примерно 15 кДж, поскольку давление в центре плазмы, где наблюдаются наибольшие различия, дают очень малый вклад в энергезапас, из-за малого объема охватываемого магнитными поверхностями.

Как подтверждается вышеприведенными результатами, реконструкция равновесия с использованием различных параметрических функций не дает принципиально иных результатов. Различия наблюдаются только в виде разной формы профиля давления и тока, что дает немного различающиеся значения полоидального бета β_p , нормализованной внутренней индуктивности I_i и энергезапаса, отличия меньше $\text{MAPE} < 7\%$, а также немного разной формы магнитных поверхностей в центре плазмы.

Малые различия интегральных параметров при существенно отличающихся формах давления и плотности тока вызваны особенностями реконструкции с помощью параметрических функций. В коде ruGSS происходит подбор свободных параметров под измерения полоидального потока магнитными петлями, который является интегральным откликом на присутствие плазмы внутри камеры. При этом магнитные петли находятся на некотором удалении от плазмы, расстояние составляет от 3 до 18 см.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе описан код для реконструкции равновесия плазмы со свободной границей ruGSS. В коде решается уравнение Грэда–Шафранова в интегральной форме с помощью функции Грина, а подбор свободных параметров, описывающих $p'(\psi)$ и $F(\psi)F'(\psi)$ происходит с помощью сравнения данных кода и измерений полоидального магнитного потока замкнутыми по обходу тора петлями. Было проведено сравнение ruGSS с кодом РЕТ (отличия β_p , I_i и W_p составляют $\text{MAPE} = 11\%$), а также с методом токовых колец. При этом малый, большой радиус и вытянутость хорошо соответствуют друг другу с $\text{MAPE} < 2\%$, но треуголь-

ность плазмы имеет отличия с $\text{MAPE} = 9\%$. Также было проведено сравнение с измерениями диамагнитной петлей, не используемой при реконструкции, данные которой оказались в согласии с ruGSS , $\text{MAPE} = 8.6\%$.

Валидация результатов расчета равновесия кодом ruGSS была проведена также с помощью оптических измерений. Во-первых, показано, что точка выхода сепаратрисы на диверторные пластины со стороны слабого магнитного поля находится в соответствии с данными наблюдения тепловизором (точность реконструкции $\text{MAPE} = 0.9\%$). Во-вторых, было проведено сравнение кинетического энергозапаса, полученного из реконструкции равновесия, и кинетического энергозапаса, полученного оптическими методами — диагностики томсоновского рассеяния и данных активной спектроскопии излучения атомов перезарядки и рекомбинации. Результаты реконструкции равновесия и энергозапаса, полученного интегрированием измеренных профилей температуры и концентрации, находятся в согласии друг с другом и повторяют форму зависимости от плотности. Стоит отметить, что вклад в энергозапас быстрых частиц редко превышает 1–2 кДж.

Показано, что результаты реконструкции равновесия, проведенные с использованием различных параметрических функций, описывающими форму $p'(\psi)$ и функции $F(\psi)F'(\psi)$, не дают принципиально разных результатов, кроме давления плазмы и плотности тороидального тока. При этом граница плазмы, полоидальное бета β_p , нормализованная внутренняя индуктивность I_i и энергозапас мало отличаются друг от друга.

Стоит отметить высокую чувствительность результатов реконструкции равновесия кодом ruGSS к измерениям тока плазмы, где увеличение тока на 5% может привести к изменению энергозапаса на 30% при сохранении всех остальных параметров неизменными (рис. 13). При этом, точность модели электромагнитной системы проверена на серии разрядов без плазмы, где отличия рассчитанных потоков от измеренных не превышают 1 мВб/рад.

Исследования проведены на УНУ “Сферический токамак Глобус-М”, входящей в состав ФЦКП “Материаловедение и диагностика в передовых технологиях”. Эксперименты по дополнительному нагреву плазмы выполнены в рамках госзадания, тема 0034-2023-0001. Разделы 3 и 4 выполнены в рамках госзадания, тема 0040-2019-0023. Результаты реконструкции равновесия были получены с использованием вычислительных ресурсов суперкомпьютерного центра Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого (www.spbstu.ru).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Shafranov V.D.* // JETP. 1958. V. 33. P. 710.
2. *Grad H., Rubin H.* // Proc. 2nd Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. 1958. V. 31 P. 1901.
3. *Hawryluk R.* // Course on Physics of Plasma Close to Thermonuclear Conditions. Varenna, Italy 1979.
4. *Pereverzev G.V., Yushmanov P.N.* // IPP-Report. 2002. IPP 5/98.
5. *Dannert T., Jenko F.* // Phys. Plasmas. 2005. V. 12. P. 072309.
6. *Peeters A.G., Camenen Y., Casson F.J., Hornsby W.A., Snodin A.P., Strintzi D., Szepesi G.* // Computer Phys. Communications. 2009. V. 180. P. 2650. <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2009.07.001>
7. *Luetjens H., Bondeson A., Sauter O.* // Computer Phys. Communications. 1996. V. 97. P. 219.
8. *Lao L.L., John H. St., Stambaugh R.D., Kellman A.G., Pfeiffer W.* // Nuclear Fusion. 1985. V. 25. P. 1611.
9. *Иванов А.А., Мартынов А.А., Медведев С.Ю., Пошехонов Ю.Ю., Коновалов С.В., Хайрутдинов Р.Р.* // ВАИТ. Сер. Термоядерный синтез. 2014. Т. 37. В. 1.
10. *Jardin S.C., Pomphrey N., Delucia J.* // J. Computational Phys. 1986. V. 66. P. 481.
11. *Masayoshi S., Lukash V., Khayrutdinov R., Neyatani Y.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2004. V. 46. P. 1581.
12. *Crotinger J., LoDestro L., Pearlstein L., Tarditi A., Casper T., Hooper E.* // LLNL Report UCRL-ID126284, available from NTIS #PB2005-102154. 1997.
13. *Bonnin X., Dekeyser W., Pitts R., Coster D.* // Plasma Fusion Res. 2016. V. 11. P. 1403102.
14. *Dudson B.D., Umansky M.V., Xu X.Q., Snyder P.B., Wilson H.R.* // Commun. Comput. Phys. 2009. V. 180. P. 1467.
15. *Pankin A., McCune D., Andre R., Bateman G., Kritz A.* // Computer Phys. Communications. 2004. V. 159. P. 157.
16. *Geiger B., Stagner L., Heidbrink W.W., Dux R., Fischer R., Fujiwara Y., Garcia A.V., Jacobsen A.S., Vuuren A. Jansen van, Karpushov A.N., Liu D., Schneider P.A., Sfiligoi I., Poloskei P.Zs., Weiland M.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2020. V. 62 P. 105008.
17. <https://github.com/D3DEnergetic/FIDASIM>.
18. *Гусев В.К., Голант В.Е., Гусаков Е.З., Дьяченко В.В., Ирзак М.А., Минаев В.Б., Мухин Е.Е., Новохацкий А.Н., Подушикова К.А., Раздобарин Г.Т., Сахаров Н.В., Трегубова Е.Н., Узлов В.С., Щербинин 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. С. 58.
19. *Gusev V.K., Bakharev N.N., Belyakov V.A., Ber B.Y., Bondarchuk E.N., Bulanin V.V., Bykov A.S., Chernyshev F.V., Demina E.V., Dyachenko V.V., Goncharov P.R., Gorodetsky A.E., Gusakov E.Z., Ibyaminova A.D., Ivanov A.A., Irzak M.A., Kaveeva E.G., Khitrov S.A., Khokhlov M.V., Khromov N.A., Kolmogorov V.V., Kornev V.A., Krasnov S.V., Kurskiev G.S., Labusov A.N., Lepikhov S.A., Litunovsky N.V., Mazul I.V., Melnik A.D., Mikov V.V., Minaev V.B., Mineev A.B., Mironov M.I., Miroshnikov I.V., Mukhin E.E., Novokhatsky A.N., Ovsyannikov A.D., Patrov M.I., Petrov A.V., Petrov Yu.V., Rozhansky V.A., Sakharov N.V., Saveliev A.N.,*

- Senichenkov I.Yu., Sergeev V.Yu., Shchegolev P.B., Shcherbi-nin O.N., Shikhovtsev I.V., Tanaev V.S., Tanchuk V.N., Tolstyakov S.Y., Varfolomeev V.I., Vekshina E.O., Voronin A.V., Voskoboinikov S.P., Wagner F., Yashin A.Y., Zadviitskiy G.V., Zakharov A.P., Zalavutdinov R.K., Zhi-lin E.G.* // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2015. V. 58. P. 014032.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/10/104016>
20. *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., Zhilin E.G.* // *Nuclear Fusion*. 2017. V. 57. P. 066047.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa69e0>
 21. *Vasiliev V.I., Kostsov Yu.A., Lobanov K.M., Makarova L.P., Mineev A.B., Gusev V.K., Levin R.G., Petrov Yu.V., Sakharov N.V.* // *Nuclear Fusion*. 1997. V. 46. P. S625.
 22. *Jeon Y.M.* // *J. Korean Phys. Society*. 2015. V. 67. P. 843.
<https://doi.org/10.3938/jkps.67.843>
 23. <https://github.com/freegs-plasma/freegs>.
 24. *Galkin S.A., Ivanov A.A., Medvedev S.Yu., Poshekhonov Yu.Yu.* // *Nuclear Fusion*. 1997. V. 37. P. 1455.
 25. *Курскиев Г.С., Жильцов, Коваль А.Н., Корнев А.Ф., Макаров А.М., Мухин Е.Е., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Соловей В.А., Ткаченко Е.Е., Толстяков С.Ю., Чернаков П.В.* // *Письма в ЖТФ*. 2021. Т. 47. С. 24.
 26. *Zhiltsov N.S.* 2022 submitted to *Nuclear Fusion*.
 27. *Avdeeva G.F., Miroshnikov I.V., Bakharev N.N., Kurskiev G.S., Patrov M.I., Sergeev V.Yu., Schegolev P.B.* // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2016. V. 666. P. 012002.
 28. *Larionova M.M., Miroshnikov I.V., Gusev V.K., Minaev V.B., Patrov M.I., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Schegolev P.B., Telnova A.Yu., Bakharev N.N.* // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2019. V. 1400. P. 077018.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1400/7/077018>
 29. *Тельнова А.Ю., Мирошников И.В., Митранкова М.М., Бахарев Н.Н., Гусев В.К., Жильцов Н.С., Киселев Е.О., Курскиев Г.С., Минаев В.Б., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Шчеголов П.Б., Тюхменева Е.А.* // *Письма ЖТФ*. 2021. Т. 47. С. 25.
<https://doi.org/10.21883/PJTF.2021.09.50903.18618>
 30. *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., Iliasova M.V., Kavin A.A., Khilkevitch E.M., Khromov N.A., Kiselev E.O., Kononov A.N., Kornev V.A., Krikunov S.V., Kurskiev G.S., Melnik A.D., Miroshnikov I.V., Novokhatskii A.N., Zhiltsov N.S., Patrov M.I., Petrov A.V., Ponomarenko A.M., Shulyati-ev K.D., Shchegolev P.B., Shevelev A.E., Skrekel O.M., Telnova A.Yu., Tikhmeneva 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. V. 62. P. 042009.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac27c7>
 31. *Днестровский Ю.Н., Костомаров Д.П.* Математическое моделирование плазмы // М., Наука, 1982.
 32. *Sabbagh S.A., Kayeb S.M., Menardb J., Paoletti F., Bellb M., Bellb R.E., Bialeka J.M., Bitterb M., Fredricksonb E.D., Gatesb D.A., Glasserc A.H., Kugelb H., Laod L.L., LeBlancb B.P., Maingie R., Maquedac R.J., Mazzucatob E., Muellerb D., Onob M., Paulb S.F., Penge M., Skinnerb C.H., Stutmanf D., Wurdenc G.A., Zhua W., NSTX Research Team* // *Nuclear Fusion*. 2001. V. 41. P.1601.
 33. *Kreyszig E.* *Advanced Engineering Mathematics*, 8th Edition. John Wiley & Sons, 1998.
 34. *Tikhonov A.N., Arsenin V.Y.* *Solutions of Ill-posed Problems*. Washington: Winston and Sons, 1977.
 35. *Johnson J.L., Dalhed H.E., Greene J.M., Grimm R.C., Hsieh Y.Y., Jardin S.C., Manickam J., Okabayashi M., Storer R.G., Todd A.M.M., Voss D.E., Weimer K.E.* // *J. Comp. Phys.* 1979. V. 32. P. 212.
 36. <https://github.com/bayesian-optimization/Bayesian-Optimization>.
 37. https://w3.pppl.gov/ntcc/TORAY/G_EQDSK.pdf.

УДК 533.9

РАЗРАБОТКА КОНЦЕПЦИИ СФЕРИЧЕСКОГО ТОКАМАКА СЛЕДУЮЩЕГО ПОКОЛЕНИЯ. ТОКАМАК ГЛОБУС-3

© 2023 г. В. Б. Минаев^{а,*}, А. Б. Минеев^б, Н. В. Сахаров^а, Ю. В. Петров^а, Н. Н. Бахарев^а,
Э. Н. Бондарчук^б, А. В. Бондарь^б, В. И. Варфоломеев^а, А. А. Воронова^б, В. К. Гусев^а,
В. В. Дьяченко^а, А. А. Кавин^б, И. В. Кедров^б, А. Ю. Конин^б, А. М. Кудрявцева^б,
Г. С. Курские^а, А. Н. Лабусов^б, И. В. Мирошников^а, И. Ю. Родин^б, В. Н. Танчук^б,
В. А. Трофимов^б, О. Г. Филатов^б, П. Б. Щеголев^а

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

^бАО “Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова (НИИЭФА)”,
Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: Vladimir.Minaev@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 29.06.2023 г.

После доработки 21.07.2023 г.

Принята к публикации 20.08.2023 г.

Рассматривается концепция сферического токамака следующего поколения — проект Глобус-3, который по своим характеристикам совместим с существующей в ФТИ им. А.Ф. Иоффе инфраструктурой, но отличается от работающего ныне токамака Глобус-М2 более сильным тороидальным магнитным полем (1.5–3.0 Тл) и увеличенной продолжительностью плазменного разряда. Приведены данные параметрического анализа, которые обусловили предварительный выбор параметров установки. Были рассмотрены три варианта исполнения электромагнитной системы: с теплыми медными обмотками, с предварительно захлажденными медными обмотками и с обмотками из высокотемпературных сверхпроводников. Для первого варианта разработана концепция построения электромагнитной системы и вакуумной камеры установки. Приводятся сценарий базового разряда длительностью до 3 с при поле 1.5 Тл и токе плазмы 0.8 МА.

Ключевые слова: сферический токамак, аспектное отношение, электромагнитная система, вакуумная камера, тороидальное магнитное поле, сценарий разряда

DOI: 10.31857/S0367292123600851, **EDN:** CGJWHV

1. ВВЕДЕНИЕ

Главными научными задачами сферического токамака Глобус-М, введенного в эксплуатацию в ФТИ им. А.Ф. Иоффе в 1999 г., были изучение удержания и устойчивости плазмы, а также апробация традиционных и разработка новых методов нагрева и генерации тока плазмы в магнитной конфигурации с малым аспектным отношением. Опыт создания электромагнитных систем подобных установок на тот момент практически отсутствовал. Следствием этого стало ограничение тороидального магнитного поля в геометрическом центре камеры на уровне $B_0 = 0.4\text{--}0.5$ Тл. Проведенные исследования показали, что при малых значениях напряженности магнитного поля и плазменного тока возникает ряд проблем, главной из которых является удержание быстрых ионов, возникающих при применении методов дополнительного нагрева плазмы. Потери ионов высокой энергии с первой орбиты уносили основную часть вводимой в плазму мощности на-

грева нейтральным пучком и электромагнитным излучением на частотах ионного циклотронного резонанса. Кроме того, в сферических токамаках первого поколения (START, MAST, NSTX, Глобус-М) [1–3] было обнаружено, что время удержания энергии в плазме имеет сильную зависимость от тороидального магнитного поля ($\sim B^{1.1\text{--}1.3}$). Для повышения времени удержания энергии, а также для снижения потерь быстрых частиц была поставлена задача модернизации электромагнитной системы с целью увеличения тороидального магнитного поля и тока плазмы в 2.0–2.5 раза при сохранении имеющейся вакуумной камеры [4]. Модернизированный токамак Глобус-М2 был запущен в работу в 2018 г. и к настоящему времени выведен на параметры, близкие к максимальным проектным значениям.

Следующим шагом в развитии российской линии компактных сферических токамаков может стать установка с еще более высоким тороидальным магнитным полем (проект Глобус-3), в кото-

рой длительность плазменного разряда превысит характерное время формирования стационарных профилей параметров плазмы. При этом размеры и конструкция установки должны обеспечивать использование различных современных методов нагрева плазмы и генерации в ней безындукционного тока.

Предварительная оценка параметров токамака Глобус-3 была проведена с помощью специально разработанного для этого проекта инженерно-физического кода GLOBSYS [5–7], верифицированного по результатам экспериментов на токамаке Глобус-М2 и на зарубежных токамаках NSTX, NSTX-U, MAST, MAST-U и ST40.

Основные отличительные особенности установки Глобус-3, такие как увеличенная продолжительность импульса, повышенные тороидальное магнитное поле и плазменный ток, а также мощный дополнительный нагрев плазмы, позволяют рассматривать ее в качестве водородного прототипа нейтронного источника. С помощью нульмерного кода GLOBSYS можно оценить параметры токамака Глобус-3 с учетом физических, инженерных и инфраструктурных ограничений. К физическим ограничениям относятся аномальный перенос тепла и различные МГД-неустойчивости, препятствующие достижению предельных режимов удержания и генерации тока увлечения, необходимых для достижения длительного горения плазмы. Инженерные ограничения влияют на выбор параметров опосредованным образом: в ряде случаев это перегрев обмоток, в других — ограничение на суммарную мощность электропитания, в-третьих — ограничение на запас потока в омическом соленоиде, в-четвертых — предел прочности элементов конструкции.

В разд. 2 приведены данные параметрического анализа, которые обусловили предварительный выбор параметров установки Глобус-3. Раздел 3 посвящен ее конструкторской проработке.

2. ИСХОДНЫЕ ПРЕДПОЛОЖЕНИЯ И НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО АНАЛИЗА

Основные задачи при разработке сферического токамака Глобус-3 сформулированы в работе [5]. Главные из них — существенное увеличение тороидального магнитного поля (до $B_0 = 1.5\text{--}3$ Тл) и длительности разряда при имеющемся ограничении мощности электропитания (125 МВА).

В работе [7] проведен предварительный выбор параметров сферического токамака Глобус-3 для случаев старта с “теплой” медной электромагнитной системой (начальная температура 20°C), а также предварительно заохлажденной до температуры жидкого азота (-196°C). В качестве макси-

мально допустимой температуры работы электромагнитной системы (ЭМС) при параметрическом анализе изначально было принято значение $T_{\max} = 100^\circ\text{C}$. В ходе дальнейшей инженерной проработки величина допустимого нагрева ЭМС за импульс была снижена до 60°C для увеличения ресурса ее работы. Из-за существенного нагрева обмоток ЭМС необходим учет динамики изменения их сопротивления и теплоемкости в ходе разряда.

Проведенные к настоящему времени эксперименты на токамаке Глобус-М2 (большой и малый радиусы плазмы $R = 0.36$ м, $a = 0.24$ м) при тороидальном магнитном поле $B_0 \leq 0.9$ Тл, токе плазмы $I_p \leq 0.44$ МА, суммарной мощности атомных пучков двух инжекторов $P_{NBIot} \leq 1.4$ МВт подтвердили оптимистичные ожидания по достижимым на установке физическим параметрам плазмы. В частности, при нагреве плазмы пучками атомов достигнут режим горячих ионов с высокой температурой T_{i0} выше 4 кэВ [8, 9]. Получен скейлинг для времени удержания энергии плазмы τ_E , подтвердивший его сильную зависимость от тороидального магнитного поля и относительно слабую зависимость от тока плазмы, $\tau_E \propto I_p^{0.43} B_{i0}^{1.19}$ [10]. Акцент на дальнейшее увеличение тороидального магнитного поля B_0 в установке следующего поколения также важен и для улучшения поглощения мощности, вводимой в плазму с помощью пучков атомов высокой энергии и ВЧ электромагнитного излучения на резонансных частотах.

Выбор параметров был сделан в пользу увеличения тороидального магнитного поля при ограничении величины тока плазмы. В сферическом токамаке достижение максимального тока плазмы для выбранного значения B_0 приведет к сокращению длительности индукционной фазы разряда в силу ограниченного запаса магнитного потока в центральном соленоиде. Помимо этого, вырастут механические нагрузки, что потребует усиления опорной структуры ЭМС и снижения ее “прозрачности” для использования диагностик и систем дополнительного нагрева плазмы. При этом величина I_p выбрана из условия малости потерь быстрых ионов инжектируемого пучка. В базовом режиме предполагается работа установки Глобус-3 при большой величине запаса устойчивости q_{95} , что должно уменьшить проблемы с плазменными неустойчивостями, которые наблюдались на токамаках Глобус-М и Глобус-М2.

Параметрический анализ и дальнейшая инженерная проработка токамака Глобус-3 основаны на ряде допущений:

— большой радиус токамака: $R_0 \leq 1$ м. Данное ограничение связано с условием размещения

установки в существующем зале, где сейчас установлен токамак Глобус-М2;

- аспектное отношение $A \leq 1.8$ (примерное значение ограничения сверху в сферических токамаках);

- состав плазмы: рабочий газ – водород, основная примесь – углерод, эффективный заряд плазмы $Z_{eff} = 1.6$;

- подведенная мощность дополнительного нагрева плазмы $P_{aux} \leq 5\text{--}8$ МВт; кпд систем нагрева 40%;

- максимальная суммарная мощность, потребляемая от сети электромагнитной системой и системами дополнительного нагрева плазмы: $P_{\Sigma} \leq 125$ МВА;

- значение концентрации плазмы на плато разряда выбирается на уровне ≤ 0.5 от предела Гринвальда;

- максимальное значение тороидального магнитного поля в геометрическом центре камеры $B_0 \leq 3$ Тл;

- максимальное магнитное поле на оси центрального соленоида либо фиксируется на уровне $B_{CSmax} = 7\text{--}8$ Тл, либо рассчитывается из условий механической прочности катушки, а также допустимого нагрева. Центральный соленоид наматывается на внутреннюю часть тороидальной обмотки. Это дает ощутимый выигрыш по запасу полоидального магнитного потока. Такая компоновка обмоток по большому радиусу используется в сферических токамаках Глобус-М, Глобус-М2, MAST, MAST-U, NSTX, NSTX-U и ST40;

- витки тороидальной обмотки выполнены разборными, что существенным образом определяет конструкцию ЭМС и порядок сборки токамака;

- положение внешнего съемного лимба тороидальной обмотки по большому радиусу R_{TFe} определяется допустимым уровнем гофрировки магнитного поля на границе плазмы (0.3–0.4% по экватору на радиусе $R_0 + a$);

- базовой конфигурацией плазмы считается диверторная двухнулевая конфигурация с возможностью перехода к однонулевой. Базовая вытянутость сечения плазмы в вертикальном направлении ограничивается на уровне $k_x = 2$. В сферических токамаках MAST и NSTX достигнута величина $k_x = 2.5\text{--}2.75$. Проведение систематических экспериментов при такой вытянутости кажется, однако, весьма проблематичным. Для этого необходимо, например, стационарно поддерживать низкую нормализованную внутреннюю индуктивность плазмы $l_i \sim 0.4\text{--}0.5$. В установках Глобус-М и Глобус-М2 в стационарной стадии разряда типичная величина $l_i \sim 1$ как в режиме омического нагрева, так и при дополни-

тельном нагреве с большой долей безындукционного тока. При этом достигнута величина вытянутости сечения $k_x \approx 2$ при стабилизации вертикального положения плазмы системой управления с отрицательной обратной связью. Отметим, что в новом российском токамаке Т-15МД планируется проводить эксперименты при вытянутости $k_x \approx 1.7\text{--}1.9$ [11], а в проектируемой установке ТРТ планируется величина $k_x = 1.8$ [12];

- диверторные устройства для установки Глобус-3 пока предполагается выполнить более простыми, чем те, которые используются в JET, WEST и JT-60SA и в международном токамаке ИТЭР (закрытый W-образный дивертор). В установке Глобус-3 принята существенно более компактная по вертикали концепция открытого дивертора, близкая к используемой в ST40;

- принято, что выделившееся в элементах электромагнитной системы, вакуумной камеры и дивертора тепло отводится от них между импульсами;

- в качестве основного материала проводника “теплой” электромагнитной системы предполагается использование холоднокатанной бескислородной серебросодержащей меди. Проводник данного типа использовался при изготовлении элементов электромагнитной системы токамаков Глобус-М и Глобус-М2 [13]. В случае невозможности поставки вышеуказанных проводников могут быть рассмотрены варианты использования хромовых и хромциркониевых бронз с высокой электропроводностью.

По результатам анализа [7] в качестве основы для дальнейшей проработки проекта было предложено принять варианты с геометрическими размерами: $R_0 \sim 0.7\text{--}0.75$ м, $a \sim 0.4\text{--}0.45$ м, $A = R_0/a \leq 1.8$, $k_{95} \sim 1.7\text{--}1.8$ ($k_x \leq 2$). В качестве одного из целевых параметров токамака Глобус-3 была выбрана длительность плато тока плазмы $\Delta t_{plateau}$ при дополнительном нагреве и ее отношение ко времени выравнивания профилей параметров плазмы $\tau_{L/R}$ (желательно достижение $\Delta t_{plateau} \geq (1\text{--}3)\tau_{L/R}$). Было показано, что при тороидальном магнитном поле 1.5–2 Тл (что возможно при ограничении суммарной мощности электропитания на уровне 125 МВА) в варианте с “теплой” ЭМС длительность плато тока плазмы может составить 3 с и вырасти до 12–13 с в случае предварительного захлаживания электромагнитной системы. Увеличение тороидального магнитного поля и поперечного размера плазмы улучшают условия для применения методов дополнительного нагрева и генерации безындукционного тока. В [7] показано, что при токе плазмы 0.8 МА прямые потери при нейтральной инжекции не превышают 15% для энергий 50–150 кэВ.

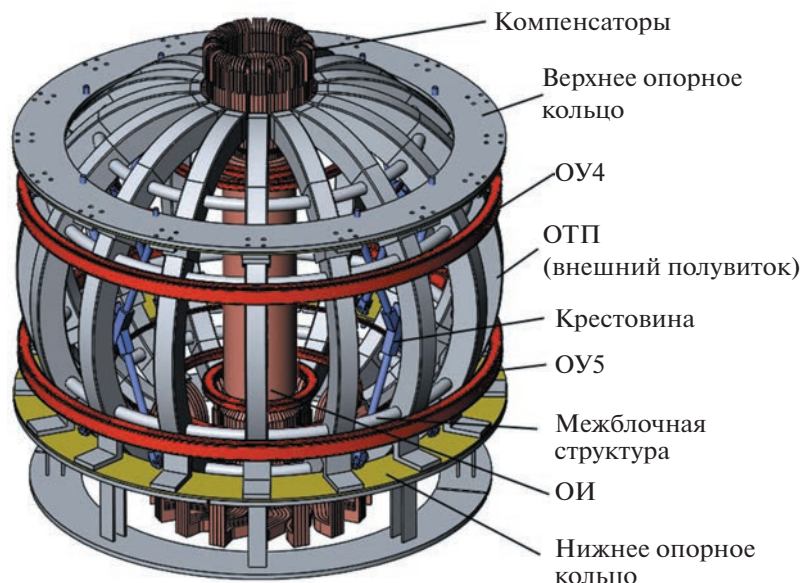


Рис. 1. 3D-модель электромагнитной системы токамака Глобус-3. Показаны тороидальная обмотка ОТП, внешние (по отношению к ОТП) полоидальные обмотки ОУ4 и ОУ5, центральный соленоид ОИ, компенсаторы и элементы силовой системы ЭМС.

При больших значениях тороидального магнитного поля (>2 Тл) размеры установки резко растут, и приемлемыми можно считать только варианты с ЭМС, предварительно захлажденной до температур жидкого азота, и варианты со сверхпроводниковой магнитной системой [7]. При значениях тороидального магнитного поля $B_0 = 3$ Тл условие $\Delta t_{plateau} \geq \tau_{L/R}$ не достигается даже для предварительно захлажденной ЭМС.

3. ПРЕДЭСКИЗНАЯ ПРОРАБОТКА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ И ВАКУУМНОЙ КАМЕРЫ ТОКАМАКА ГЛОБУС-3

Инженерный анализ параметров и проведенная компоновка токамака Глобус-3 привели к следующему варианту Глобус-3 с “теплой” электромагнитной системой: $R_0 = 0.76$ м, $a = 0.44$ м, $A = 1.7$, $B_0 = 1.5$ Тл, $I_p = 0.8$ МА, $k_{95} = 1.8$; длительность плато разряда $\Delta t_{plateau} = 2-3$ с; пауза между импульсами ≤ 30 мин; перегрев обмоток за импульс $\leq 40^\circ\text{C}$; зазор между плазмой и вакуумной камерой на внутреннем обводе 25 мм; количество тороидальных обмоток $N_{TF} = 16$; амплитуда гофрировки на внешнем обводе плазмы $\Delta_{ripple} \leq 0.4\%$.

3-D модель ЭМС токамака Глобус-3, концептуально повторяющей конструкцию ЭМС токамака Глобус-М2, представлена на рис. 1. На рис. 2 приведена компоновка вакуумной камеры и элементов ЭМС вдоль большого радиуса от оси токамака до центра вакуумной камеры. Габаритные

размеры установки Глобус-3 составляют 3.8×3.8 м (поперечный размер $\times$ высота), что позволяет разместить токамак в существующем зале вместо Глобус-М2 (1.9×3.0 м).

Электромагнитная система установки Глобус-3 состоит из обмотки тороидального магнитного поля (ОТП), обмоток полоидального магнитного поля (ОУ – обмотки управления) и обмотки индуктора (ОИ). Обмотка тороидального магнитного поля состоит из центральной колонны и 16 внешних полувитков, расположенных равномерно по окружности тора. Центральная колонна и внешние полувитки соединяются в верхней и в нижней частях токамака. Механическое крепление осуществляется через изоляцию, токовое соединение – через гибкие компенсаторы. Центральная колонна состоит из 16 секций в корпусной изоляции, каждая секция состоит из 4 изолированных проводников, в каждом проводнике предусмотрен канал охлаждения. Внешний полувиток также состоит из 4 изолированных проводников в корпусной изоляции. Каждый проводник имеет два канала охлаждения. Кроме того, внешние полувитки размещены в корпусе из аустенитной стали. Корпус необходим для восприятия механических нагрузок и крепления других элементов ЭМС (ОУ, опоры, межблочная структура).

Одна из 16 секций обмотки тороидального магнитного поля показана на рис. 3. На рис. 4 приведено сечение секций ОТП в экваториальной плоскости.

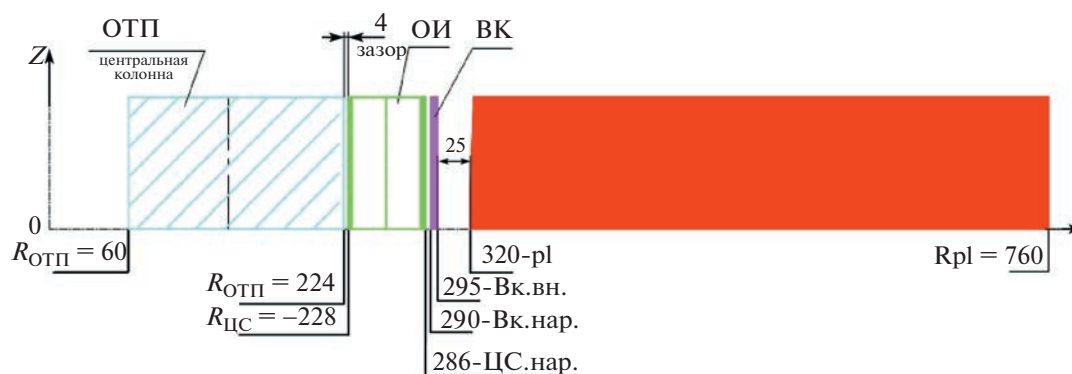


Рис. 2. Установка Глобус-3. Компонировка токамака вдоль большого радиуса в мм: ОТП — внутренняя часть обмотки тороидального поля, ОИ — центральный соленоид, ВК — вакуумная камера, плазма.

Эскиз ЭМС в сборе с вакуумной камерой (ВК) приведен на рис. 5, где показано размещение обмотки индуктора (ОИ), восьми полоидальных обмоток (ОУ1–ОУ8) и пары обмоток горизонтального управляющего поля (ОГУП). Основные параметры обмоток представлены в табл. 1 (R , Z —

координаты центров катушек, ΔR , ΔZ — поперечные размеры катушек, N — количество витков в катушке).

Вакуумная камера имеет однослойную цельносварную конструкцию, изготовленную из хромоникелевой нержавеющей стали 03X18H11 (зарубежный аналог AISI 304L). Использование данной стали в качестве материала камеры обеспечивает низкую магнитную восприимчивость, а также содержание Ni, Nb, Mo, Cu, и N на минимально допустимом уровне. Один из возможных вариантов исполнения вакуумной камеры с внутрикамерными компонентами и витками пассивной стабилизации установки Глобус-3 приведен на рис. 6. Камера состоит из внутреннего цилиндра $\varnothing 590 \times 5$ мм, двух куполов толщиной 5 мм (усеченные конусы с крышкой) и толстого наружного кольца $\varnothing 2720 \times 10$ мм, соединенных с помощью сварки. В верхней и нижней части ВК вварены вертикальные патрубки Ду25 (16 штук) и Ду100 (32 штуки). В экваториальной зоне на наружном кольце расположены 6 портов прямоугольного сечения 400×800 мм, 4 патрубка $\varnothing 320$ мм и 2 патрубка $\varnothing 200$ мм. На куполах предусмотрено еще 16 патрубков $\varnothing 160$ мм, смонтированных под углом 30° по отношению к горизонтальной плоскости. Также для доступа внутрь камеры и возможности проведения сложных монтажных работ по установке защитных элементов и диагностических систем в экваториальной зоне предусмотрен один патрубок $\varnothing 850$ мм. Для присоединения инжекторов атомов системы дополнительного нагрева в экваториальном сечении предусмотрены прямоугольные патрубки 300×800 мм, ориентированные тангенциально по отношению к плазменному шнуру. Для уплотнения фланцев на патрубках используется резина ИРП 1338 (рабочий диапазон температур от минус 50°C до плюс 250°C). Данное решение ранее было применено для токамака Т-15МД. Установка вакуумной камеры осуществляется на опор-

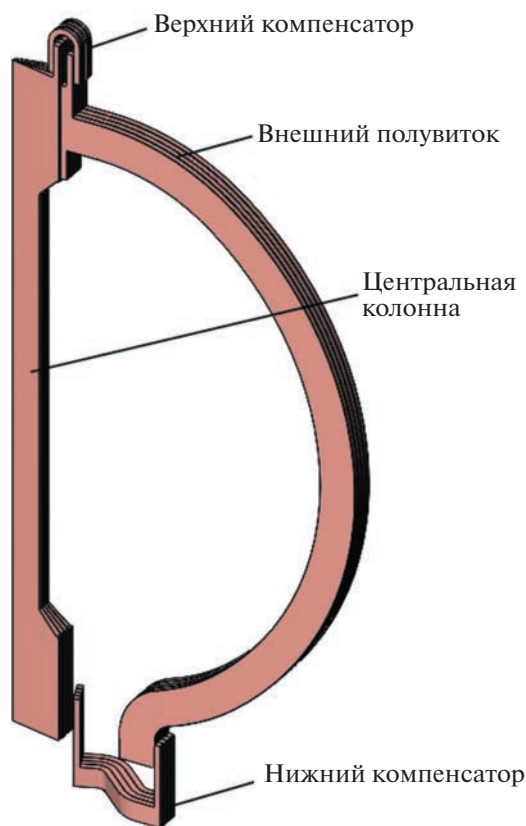


Рис. 3. Одна из 16 секций ОТП. Схематично показаны конструкции центральной колонны, внешней ноги ОТП, верхнего и нижнего компенсаторов.

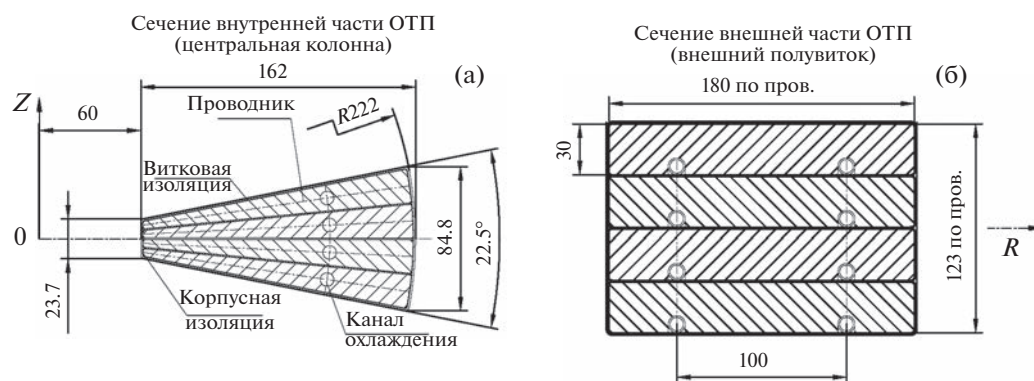


Рис. 4. Сечение секции ОТП, вид сверху: центральная колонна (а), внешний полувиток (б).

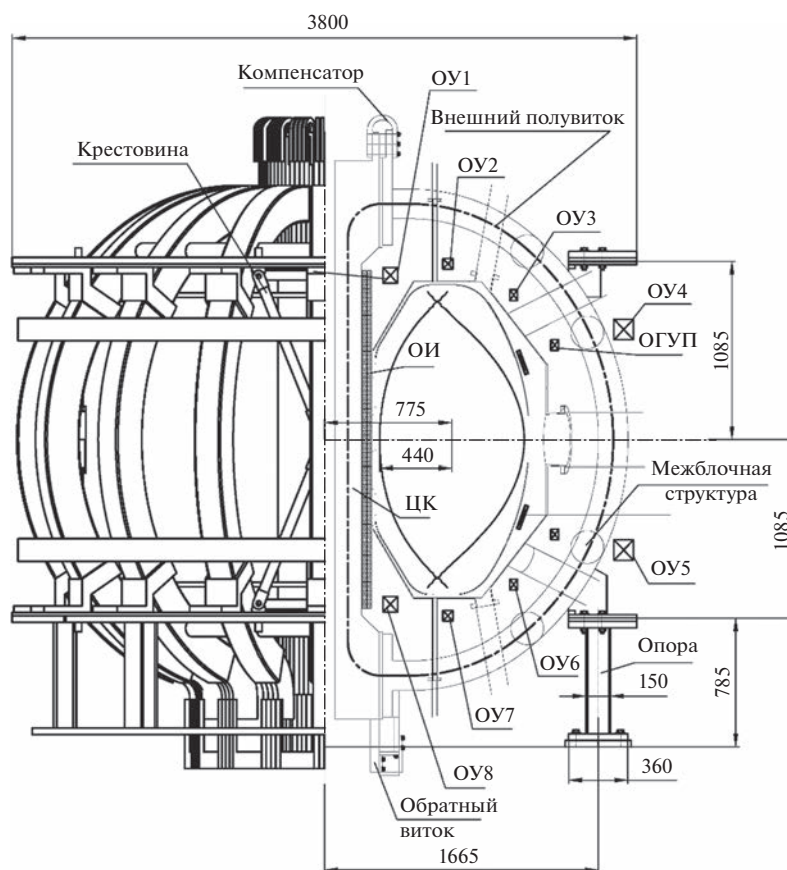


Рис. 5. Сечение установки Глобус-3. Показано положение всех полоидальных обмоток (ОУ1–ОУ3 расположены внутри ОТП, ОУ4 и ОУ5 – вне ОТП).

ную структуру ЭМС с помощью четырех опор. Габаритные размеры вакуумной камеры установки Глобус-3: $\varnothing 2720 \times 1930$ мм (без учета патрубков), масса около 3 тонн.

Внутренняя поверхность камеры оборудована 16 шпангоутами, которые равномерно распо-

жены по тороидальному обходу. Панели из нержавеющей стали 03Х18Н11 толщиной 2 мм устанавливаются на шпангоуты, образуя несущую структуру для крепления внутрикамерных компонентов. В качестве материала, обращенного к плазме, предлагается использовать графит. На-

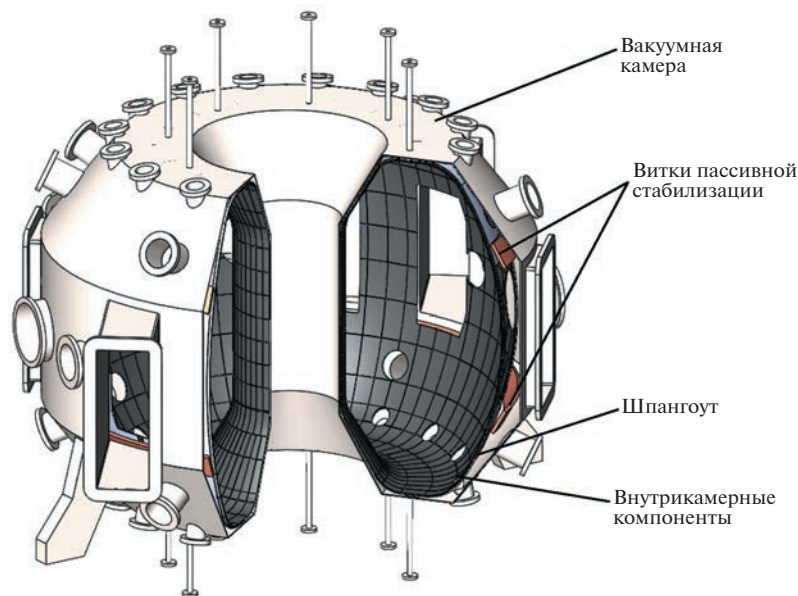


Рис. 6. Общий вид вакуумной камеры с внутрикамерными компонентами и витками пассивной стабилизации.

пример, это может быть рекристаллизованный графит марки RGTi-91, легированный 2 ат. % Ti и 0.3–0.7 ат. % Si, который ранее хорошо зарекомендовал себя в экспериментах на токамаках Глобус-М/-М2 [14]. Плитки из графита предполагается монтировать с помощью винтов на панели. Модульный принцип конструкции и универсальное крепление позволяют устанавливать компоненты различной конфигурации, а также выполнять их замену по отдельности.

Систему пассивной стабилизации плазменного шнура по вертикали предлагается выполнить в виде двух витков сечением 20×150 мм из хромциркониевой бронзы марки ДПРХР, расположенных внутри вакуумной камеры в верхней и нижней зонах непосредственно за внутрикамер-

ными компонентами. Также рассматривается вариант с установкой внутри ВК двух активных катушек.

Для представленной выше конструкции электромагнитной системы токамака был разработан предварительный сценарий ее работы при токе по плазме 0.8 МА. На рис. 7 представлены диаграммы тока плазмы, тока в ОИ и создаваемого полоидальной системой магнитного потока, на рис. 8 – токи в обмотках управления. Диапазон изменения токов в обмотках примерно такой же, как и в работающем в настоящий момент токамаке Глобус-М2, благодаря чему обмотки электромагнитной системы Глобус-3 могут быть запитаны от существующих источников питания. ОИ работает с перемагничиванием. В таком режиме запасенная вольт-секундная емкость составляет 2 Вб. Разряд стартует через 0.3 с после начала ввода тока в ОИ, когда он достигает максимального значения 40 кА. Своего максимального значения ток плазмы достигает через 0.3 с, что соответствует скорости около 3 МА/с. С такой же скоростью ток выводится из плазмы. Полная длительность разряда составляет 3 с, плато тока – 2.4 с. На рис. 9а представлена карта распределения модуля полоидального магнитного поля по сечению разрядной камеры в момент старта разряда. В экваториальной зоне со стороны сильного тороидального магнитного поля формируется значительная область, где величина поля не превышает 1 Тс, и должен происходить пробой. На рис. 9б показана диверторная магнитная конфигурация плазменного шнура на плато тока. Плазма занимает большую часть разрядной камеры, оставляя свобод-

Таблица 1. Параметры обмоток полоидального магнитного поля

	R , м	Z , м	ΔR , м	ΔZ , м	N
ОУ1	0.4	1.0	0.082	0.087	36
ОУ8	0.4	–1.0	0.082	0.087	36
ОУ2	0.75	1.07	0.054	0.057	16
ОУ7	0.75	–1.07	0.054	0.057	16
ОУ3	1.15	0.88	0.040	0.057	12
ОУ6	1.15	–0.88	0.040	0.057	12
ОУ4	1.82	0.67	0.110	0.117	64
ОУ5	1.82	–0.67	0.110	0.117	64
ОИ	0.257	0	0.052	2.050	152

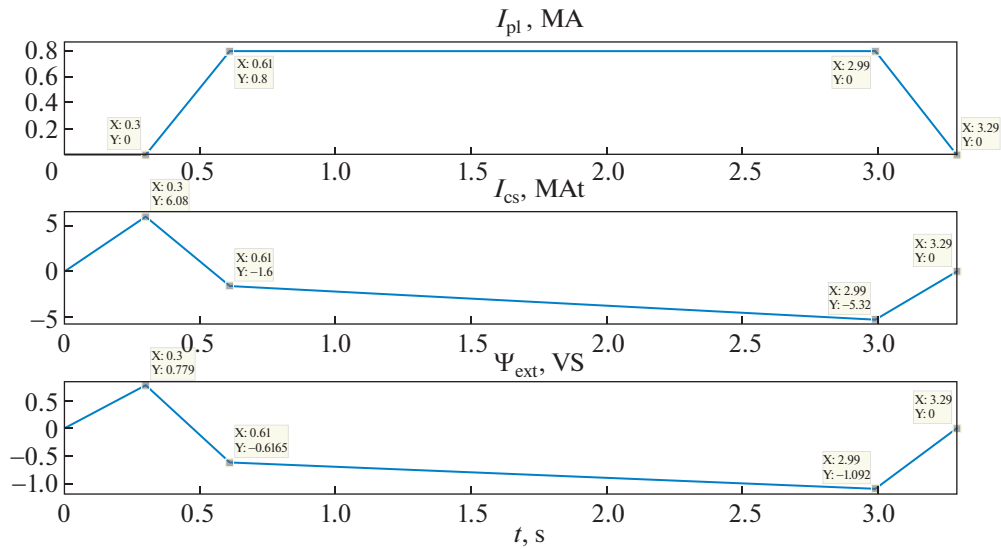


Рис. 7. Диаграммы тока плазмы I_{pl} (МА), тока в ОИ I_{cs} (МА $\times$ виток) и создаваемого полоидальной системой магнитного потока Ψ_{ext} (В $\times$ с).

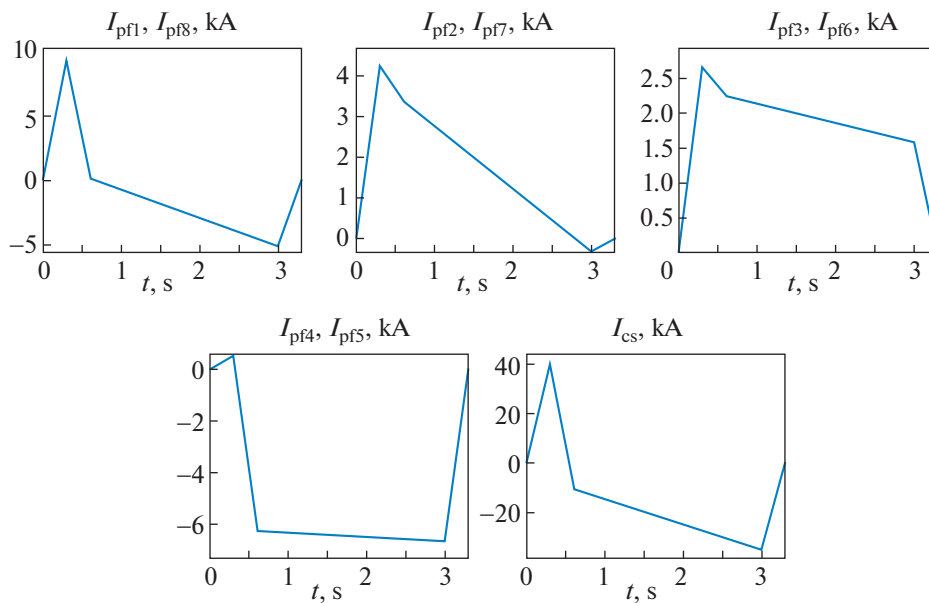


Рис. 8. Токи в полоидальных обмотках ОУ1/ОУ8, ОУ2/ОУ7, ОУ3/ОУ6, ОУ4/ОУ5 и ОИ.

ным пространство со стороны слабого поля для размещения излучающих антенн систем ВЧ-нагрева и безындукционного поддержания тока.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ позволил определить исходные параметры для начала эскизного проектирования токамака с малым аспектным отноше-

нием, который в дальнейшем должен заменить работающий в настоящее время в ФТИ им. А.Ф. Иоффе сферический токамак Глобус-М2. К отличительным особенностям установки следует отнести увеличенное до 1.5 Тл тороидальное магнитное поле и длительность плазменного разряда, превышающую характерные времена формирования стационарных профилей параметров плазмы. Габаритные размеры установки позволя-

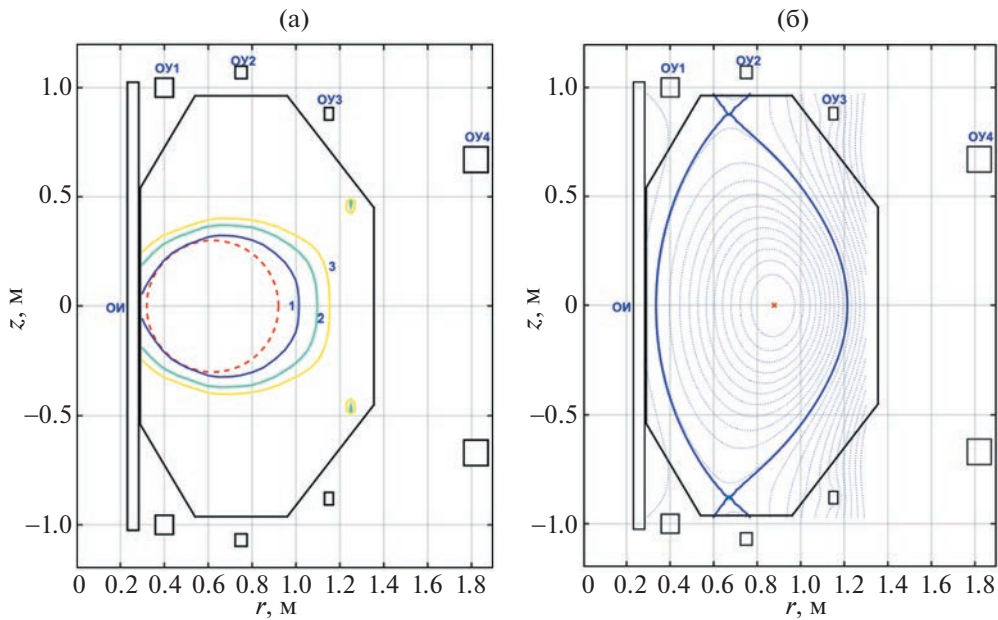


Рис. 9. Карта распределения модуля полоидального магнитного поля по сечению разрядной камеры в момент пробоя (цифрами указана величина модуля магнитного поля в Гс) (а); конфигурация плазмы на плато тока (б).

ют разместить ее в существующем экспериментальном зале и подключить к ней системы дополнительного нагрева и генерации тока, а имеющаяся энергетическая инфраструктура может быть использована для питания электромагнитной системы нового токамака без существенного увеличения мощности.

В табл. 2 приведены параметры токамака Глобус-3 с теплыми обмотками в сравнении с существующими и проектируемыми токамаками на территории СНГ. Все токамаки имеют D-образную диверторную конфигурацию плазменного шнура с вертикальной вытянутостью 1.7–2.0, при этом, кроме магнитного поля и тока плазмы, существенно отличаются по аспектному отноше-

нию: от 1.5 в Глобус-М2 до 3.77 в ТРТ. Создание такой экспериментальной инфраструктуры позволило бы проводить исследования в области УТС и термоядерной энергетики в очень широком диапазоне операционных параметров. Кроме того, токамак Глобус-3 может рассматриваться в качестве водородного прототипа компактного термоядерного источника нейтронов.

Работа выполнена с использованием экспериментальных данных, полученных на УНУ “Сферический токамак Глобус-М”, входящей в состав ФЦКП “Материаловедение и диагностика в передовых технологиях” ФТИ им. А.Ф. Иоффе в рамках выполнения государственного задания (темы 0040-2019-0023, 0034-2021-0001). Результа-

Таблица 2. Параметры существующих и проектируемых токамаков на территории СНГ

	Глобус-М2 (Россия)	Глобус-3 (Россия)	КТМ (Казахстан)	Т-15МД (Россия)	ТРТ (Россия)
R_0 , м	0.36	0.76	0.9	1.48	2.15
a , м	0.24	0.44	0.45	0.67	0.57
A	1.5	1.7	2.0	2.2	3.77
$B_{\theta 0}$, Тл	1.0	1.5	1.0	2.0	8.0
I_p , МА	0.5	0.8	0.75	2.0	5.0
k_{95}	1.8–2.0	1.8	1.7	1.7–1.9	1.8
$t_{\text{имп}}$, с	0.3–0.7	2.0–3.0	5.0	1.5–10.0	100.0
Состояние	работает	концептуальный проект	вывод на проектные параметры	физический пуск	эскизный проект

ты расчетов, приведенные в разд. 2 статьи, получены при финансовой поддержке РФФИ (соглашение № 21-79-20133 от 24.03.2021).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Valovic M., Akers R., Cunningham G., Garzotti L., Lloyd B., Muir D., Patel A., Taylor D., Turnyanskiy M., Walsh M. and the MAST team // Nucl. Fusion. 2009. V. 49. P. 075016.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/49/7/075016>
2. Kaye S.M., Bell M.G., Bell R.E., Fredrickson E.D., LeBlanc B.P., Lee K.C., Lynch S., Sabbagh S.A. // Nucl. Fusion. 2006. V. 46. P. 848.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/46/10/002>
3. Kurskiev G.S., Bakharev N.N., Bulanin V.V., Chernyshev F.V., Gusev V.K., Khromov N.A., Kiselev E.O., Minaev V.B., Miroshnikov I.V., Mukhin E.E., Patrov M.I., Petrov A.V., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Shchegolev P.B., Sladkomedova A.D., Solokha V.V., Telnova A.Yu., Tolstyakov S.Yu., Tokarev V.A., Yashin A.Yu. // Nucl. Fusion. 2019. V. 59. P. 066032.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab15c5>
4. 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., Konovalov 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., Sladkomedova A.D., Solokha V.V., Tanchuk V.N., Telnova A.Yu., Tokarev V.A., Tolstyakov S.Yu., Zhilin E.G. // Nucl. Fusion. 2017. V. 57. P. 066047.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa69e0>
5. Mineev A.B., Bondarchuk Э.Н., Кавин А.А., Конин А.Ю., Родин И.Ю., Танчук В.Н., Филатов О.Г., Бахареv Н.Н., Жильцов Н.С., Курскиеv Г.С., Киселеv Е.О., Минаев В.Б., Сахаров Н.В., Петров Ю.В., Тельнова А.Ю. // ВАНТ. Сер.: Термоядерный синтез. 2021. Т. 44. С. 37.
<https://doi.org/10.21517/0202-3822-2021-44-3-37-51>
6. Mineev A.B., Bondarchuk Э.Н., Кавин А.А., Конин А.Ю., Родин И.Ю., Танчук В.Н., Трофимов В.А., Филатов О.Г., Бахареv Н.Н., Жильцов Н.С., Курскиеv Г.С., Киселеv Е.О., Минаев В.Б., Сахаров Н.В., Петров Ю.В., Тельнова А.Ю. // ВАНТ. Сер.: Термоядерный синтез. 2021. Т. 44. С. 43.
<https://doi.org/10.21517/0202-3822-2021-44-4-43-53>
7. Mineev A.B., Minaev V.B., Sakharov N.V., Bakharev N.N., Bondarchuk Э.Н., Воронова А.А., Глушаев А.М., Григорьев С.А., Гусев В.К., Жильцов Н.С., Запретилина Е.Р., Кавин А.А., Киселеv Е.О., Конин А.Ю., Кудрявцева А.М., Курскиеv Г.С., Лабусов А.Н., Петров Ю.В., Родин И.Ю., Танчук В.Н., Тельнова А.Ю., Трофимов В.А., Филатов О.Г. // ВАНТ. Сер.: Термоядерный синтез. 2022. Т. 45. С. 15.
<https://doi.org/10.21517/0202-3822-2022-45-2-15-36>
8. Kurskiev G.S., Miroshnikov I.V., Sakharov N.V., Gusev V.K., Petrov Yu.V., Minaev V.B., Balachenkov I.M., Bakharev N.N., Chernyshev F.V., Goryainov V.Yu., Kavin A.A., Khromov N.A., Kiselev E.O., Krikunov S.V., Lobanov K.M., Melnik A.D., Novokhatskii A.N., Filipov S.V., Zhiltsov N.S., Mineev A.B., Mukhin E.E., Patrov M.I., Petrov A.V., Ponomarenko A.M., Solokha V.V., Shulyatiev K.D., Shchegolev P.B., Skrekel O.M., Telnova A.Yu., Tkachenko E.E., Tikhmeneva E.A., Tokarev V.A., Tolstyakov S.Yu., Varfolomeev V.I., Voronin A.V., Yashin A.Yu., Solovey V.A., Zhilin E.G. // Nuclear Fusion. 2022. V. 62. P. 104002.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac881d>
9. Курскиеv Г.С., Сахаров Н.В., Гусев В.К., Минаев В.Б., Мирошников И.В., Петров Ю.В., Тельнова А.Ю., Бахареv Н.Н., Киселеv Е.О., Жильцов Н.С., Шеголев П.Б., Балаченков И.М., Варфоломеев В.И., Воронин А.В., Горяинов В.Ю., Дьяченко В.В., Жилин Е.Г., Ильясова М.В., Кавин А.А., Коновалов А.Н., Крикунов С.В., Лобанов К.М., Мельник А.Д., Минеев А.Б., Новохацкий А.Н., Патров М.И., Петров А.В., Пономаренко А.М., Скрекель О.М., Соловей В.А., Солоха В.В., Ткаченко Е.Е., Токарев В.А., Толстяков С.Ю., Тюхменева Е.А., Хилькевич Е.М., Хромов Н.А., Чернышев Ф.В., Шевелев А.Е., Шулятьев К.Д., Яшин А.Ю. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 305.
<https://doi.org/10.31857/S0367292122601497>
10. Kurskiev G.S., Gusev V.K., Sakharov N.V., Petrov Yu.V., Bakharev N.N., Balachenkov I.M., Bazhenov A.N., Chernyshev F.V., Khromov N.A., Kiselev E.O., Krikunov S.V., Minaev V.B., Miroshnikov I.V., Novokhatskii A.N., Zhiltsov N.S., Mukhin E.E., Patrov M.I., Shulyatiev K.D., Shchegolev P.B., Skrekel O.M., Telnova A.Yu., Tkachenko E.E., Tikhmeneva E.A., Tokarev V.A., Tolstyakov S.Yu., Varfolomeev V.I., Voronin A.V., Goryainov V.Yu., Bulanin V.V., Petrov A.V., Ponomarenko A.M., Yashin A.Yu., Kavin A.A., Zhilin E.G. and Solovey V.A. // Nuclear Fusion. 2022. V. 62. P. 016011.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac38c9>
11. Хвостенко П.П., Анашкин И.О., Bondarchuk Э.Н., Инютин Н.В., Крылов В.А., Левин И.В., Минеев А.Б., Соколов М.М. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2019. Т. 42. С. 15.
<https://doi.org/10.21517/0202-3822-2019-42-1-15-38>
12. Красильников А.В., Коновалов С.В., Bondarchuk Э.Н., Мазуль И.В., Родин И.Ю., Минеев А.Б., Кузьмин Е.Г., Кавин А.А., Карпов Д.А., Леонов В.М., Хайрутдинов Р.Р., Кукушкин А.С., Портнов Д.В., Иванов А.А., Бельченко Ю.И., Денисов Г.Г. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 970.
<https://doi.org/10.31857/S0367292121110196>
13. Gusev V.K., Sakharov N.V., Shpeizman V.V., Korotkov V.A., Panin A.G., Soikin V.F., Kivivuori S.O.J., Helenius A.J., Somerkoski J.V.A., Heikkinen J.A. // Fusion Technology. 1998. V. 34. 9. P. 137.
14. Gusev V.K., Alimov V.Kh., Arkhipov I.I., Ber B.Ya., Gorodetsky A.E., Khromov N.A., Kurdumov A.A., Lebedev V.M., Litunovsky N.V., Mazul I.V., Nikolaev Yu.A., Novokhatsky A.N., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Terukov E.I., Trapeznikova I.N., Zakharov A.P., Zalavutdinov R.Kh. // Nuclear Fusion. 2009. V. 49. P. 095022.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/49/9/095022>