

УДК 533.9

РЕЖИМ С ГОРЯЧИМИ ИОНАМИ В СФЕРИЧЕСКОМ ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-M2

© 2023 г. Г. С. Курскиев^{a, *}, Н. В. Сахаров^a, В. К. Гусев^a, В. Б. Минаев^a, И. В. Мирошников^a, Ю. В. Петров^a, А. Ю. Тельнова^a, Н. Н. Бахарев^a, Е. О. Киселев^a, Н. С. Жильцов^a, П. Б. Щеголев^a, И. М. Балаченков^a, В. И. Варфоломеев^a, А. В. Воронин^a, В. Ю. Горяинов^a, В. В. Дьяченко^a, Е. Г. Жилин^b, М. В. Ильясова^a, А. А. Кавин^a, А. Н. Коновалов^a, С. В. Крикунов^a, К. М. Лобанов^c, А. Д. Мельник^a, А. Б. Минеев^c, А. Н. Новохацкий^a, М. И. Патров^a, А. В. Петров^a, А. М. Пономаренко^d, О. М. Скрекель^a, В. А. Соловей^e, В. В. Солоха^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, К. Д. Шулятьев^a, А. Ю. Яшин^{a, d}

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

^b ООО “Иоффе Фьюжн Текноложис”, Санкт-Петербург, Россия

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

^d Политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

^e Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова НИЦ “Курчатовский институт”, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: gleb.kurskiev@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 30.11.2022 г.

После доработки 26.01.2023 г.

Принята к публикации 27.01.2023 г.

Исследован нагрев плазмы одним и двумя инжекторами быстрых нейтральных атомов в сферическом токамаке Глобус-M2 при тороидальном магнитном поле 0.8–0.9 Тл и токе плазмы 0.35–0.4 МА. Измерение пространственных распределений температуры и концентрации электронов, выполненные диагностикой томсоновского рассеяния лазерного излучения, показало двукратный нагрев электронов плазмы при инжекции нейтральных частиц с энергией до 45 кэВ при мощности пучка 0.75 МВт по сравнению с омическим режимом. Дополнительное включение второго пучка с энергией частиц до 30 кэВ и мощностью до 0.5 МВт позволило получить режим с горячими ионами в диапазоне значений средней плотности плазмы $1.6\text{--}10 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. По данным активной спектроскопии и корпускулярной диагностики температура ионов достигла величины 4 кэВ при плотности плазмы $8 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ в горячей зоне, превысив температуру электронов более чем в 2.5 раза.

Ключевые слова: сферический токамак, плазма, мощные пучки нейтральных атомов, нагрев электронов и ионов

DOI: 10.31857/S0367292122601497, **EDN:** FKMFRK

1. ВВЕДЕНИЕ

Тороидальное магнитное поле (B_T) оказывает значительное влияние на термоизоляцию плазмы в сферических токамаках (СТ). Эксперименты, проведенные на различных установках с малым аспектным отношением, показали, что рост B_T приводит к значительному увеличению времени удержания энергии [1–5], что позволяет достичь режимов с высокой температурой плазмы, и, как следствие, с более низкой столкновительностью $\nu^* \sim Z_{\text{eff}} n_e / T^2$ (здесь Z_{eff} — эффективный заряд ионов плазмы, T — средняя по объему температу-

ра плазмы, n_e — средняя плотность плазмы). Экспериментально установлено, что снижение столкновительности, благоприятно влияет на удержание энергии плазмы в СТ [5–7]. Снижение столкновительности, благоприятно влияет на термоизоляцию электронов в СТ из-за стабилизации мелкомасштабных неустойчивостей, ответственных за потери тепла по электронному каналу — электронно-температурно-градиентной неустойчивости (ETG) и микротиринговой моды (MTM) [5–7]. На СТ в режиме с улучшенным удержанием (H-мод) ионно-температурно-градиентная неустойчивость (ITG), являющаяся ос-

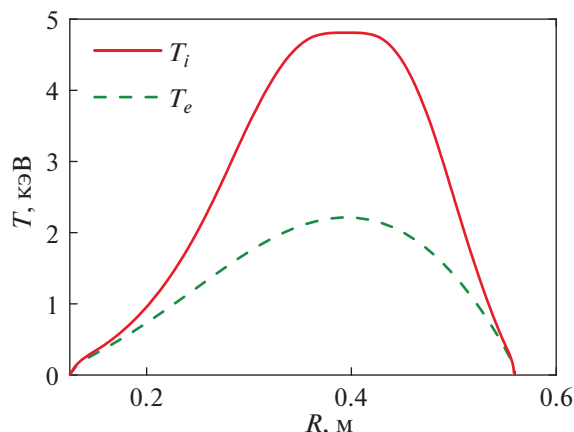


Рис. 1. Расчетные профили температуры электронов (пунктирная кривая) и ионов (сплошная кривая) в плазме токамака Глобус-М2, полученные с помощью предсказательного моделирования в 2012 году для следующих условий: тороидальное магнитное поле $B_T = 1$ Тл, ток плазмы $I_p = 0.5$ МА, инжекции в дейтериевую плазму пучка дейтерия с энергией $E_b = 30$ кэВ и мощностью $P_{NBI} = 1$ МВт.

новным драйвером аномального переноса тепла в ионном канале, как правило стабильна [8, 9], а величина ионной теплопроводности, определенная экспериментально, хорошо описывается неоклассической теорией [2–5, 7, 10, 11], которая также предсказывает улучшение термоизоляции ионов при снижении столкновительности [12].

В 2012 г., при проектировании сферического токамака Глобус-М2 было проведено предсказательное моделирование пространственных распределений температуры электронов и ионов в плазме будущей установки [13]. Прогнозировалось, что для случая небольшого сферического токамака с аспектным отношением $A = 1.6$, малым радиусом $a = 0.22$ м и тороидальным магнитным полем $B_T = 1$ Тл может быть достигнут режим с горячими ионами (hot ion mode) в котором ионная температура (T_i) в 2.5 раза превышает электронную, достигая величины 5 кэВ (см. рис. 1). В расчетах предполагалось, что ток по плазме I_p составляет 0.5 МА, а нагрев дейтериевой плазмы осуществляется инжекцией дейтериевого пучка с энергией частиц $E_b = 30$ кэВ и мощностью $P_{NBI} = 1$ МВт. В тех расчетах ионная теплопроводность полагалась неоклассической, а коэффициент теплопроводности электронов задавался в предположении, что увеличение времени удержания энергии относительно значений полученных на токамаке Глобус-М при $B_T = 0.4$ Тл соответствует скейлингу, предложенному в [3]. Поскольку вакуумная камера (и, следовательно, размер плазмы) Глобус-М2 и Глобус-М одинаковы,

учитывать зависимость характерного времени удержания энергии в плазме τ_E от размера токамака было не нужно.

Были и сомнения в справедливости столь благоприятного прогноза. Гирокинетическое моделирование развития микронеустойчивостей (турбулентности), выполненное в ряде работ для плазмы с малым аспектным отношением, показало возможную дестабилизацию ионно-температурно-градиентной неустойчивости (ITG), [7, 14, 15] при низкой столкновительности, присутствие которой должно привести к значительному увеличению тепловых потерь по ионному каналу. Последнее ставит под сомнение возможность достижения настолько высоких значений T_i в компактных СТ. Дополнительные опасения вызывали также и результаты экспериментов на сферическом токамаке NSTX, показавшие наличие значительного аномального переноса тепла ионами в режимах с низкой столкновительностью [6]. Стоит отметить, что первые результаты анализа экспериментов по нагреву плазмы на токамаке Глобус-М2 показали 3-кратное превышение величины ионной теплопроводности над неоклассическими значениями [15]. В этих экспериментах использовался дополнительный нагрев одним пучком нейтральных частиц с энергией 28 кэВ мощностью 0.8 МВт при тороидальном магнитном поле 0.8 Тл, токе плазмы 0.4 МА и средней плотности плазмы $6\text{--}7 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Поскольку длительность импульса нагрева была ограничена 50 мс, включение пучка производилось на фазе плато тока.

Эта статья посвящена анализу результатов экспериментов по нагреву плазмы сферического токамака Глобус-М2, методом нейтральной инжекции при тороидальном магнитном поле 0.8–0.9 Тл и токе плазмы 0.35–0.4 МА. Введение в эксплуатацию нового инжектора нейтральных частиц с энергией до 45 кэВ [16] позволило обеспечить нагрев плазмы на всем протяжении разряда, начиная с фазы роста тока. С помощью ранее имевшегося на установке инжектора [17] есть возможность дополнительно увеличить мощность нагрева плазмы на временном интервале до 40 мс в выбранной фазе разряда. Оснащение токамака новым диагностическим комплексом томсоновского рассеяния лазерного излучения, позволяющего проводить измерения динамики профилей температуры и концентрации электронов от старта разряда и до момента его окончания в 10 пространственных точках с частотой следования импульсов 330 Гц (без ограничения на количество временных точек), позволило существенно расширить возможности проведения исследований на токамаке Глобус-М2. Статья построена следующим образом: описание установки, комплекса нейтральной инжекции и основных диагностиче-

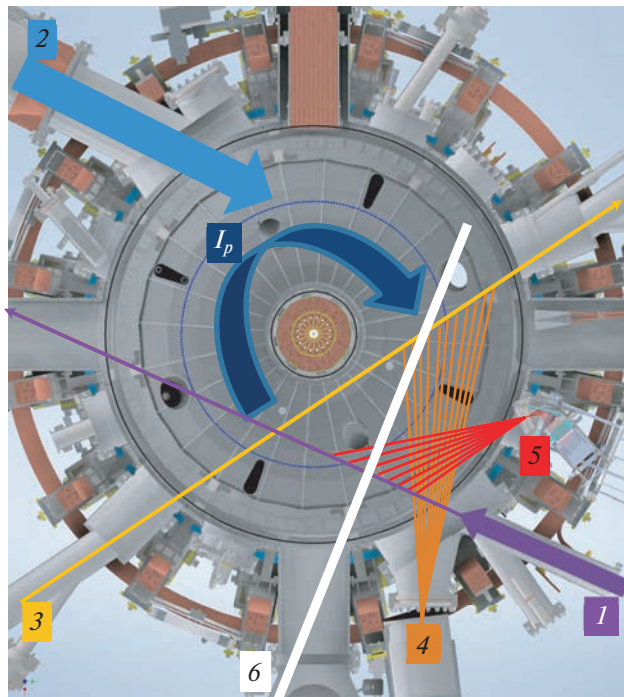


Рис. 2. Экваториальное сечение токамака Глобус-М2: 1 — инжектор атомов (НИ-1); 2 — инжектор атомов (НИ-2); 3 — лазер системы томсоновского рассеяния; 4 — хорды наблюдения диагностики томсоновского рассеяния; 5 — хорды наблюдения диагностики активной спектроскопии; 6 — линия наблюдения продольного анализатора атомов перезарядки. Пунктиром обозначено положение границы плазмы со стороны слабого магнитного поля.

ских систем приводится в разд. 2; эксперименты по нагреву плазмы одним пучком с энергией частиц до 45 кэВ при $B_T = 0.8$ Тл и $I_p = 0.4$ МА рассматриваются в разд. 3; разд. 4 посвящен анализу режима с горячими ионами, достигнутого при нагреве плазмы пучками с помощью двух инжекторов одновременно при $B_T = 0.9$ Тл и $I_p = 0.35\text{--}0.4$ МА.

2. ТОКАМАК ГЛОБУС-М2

Исследования, описанные в данной работе, проводились на сферическом токамаке Глобус-М2 [13, 18], большой и малый радиусы которого равны $R = 0.36$ м и $a = 0.24$ м соответственно. Малое аспектное отношение позволяет получить устойчивый разряд с током плазмы 0.4 МА при тороидальном магнитном поле 0.8–0.9 Тл. Планируемое увеличение тороидального магнитного поля до проектной величины 1 Тл позволит работать при токе плазмы до 0.5 МА. Магнитная диагностика позволяет определить крайнюю замкнутую магнитную поверхность плазменного шнура с помощью алгоритма подвижных токовых колец [19, 20]. В обсуждаемых в данной работе разрядах магнитная конфигурация на плато тока была с нижней X-точкой при вытянутости плазмы 1.8–2 и треугольности 0.35–0.4.

Размещение инжекторов, а также основных диагностических систем представлено на рисунке (рис. 2). Прицельный параметр обоих инжекторов — 30 см. Инжекция обоих пучков осуществляется тангенциально по току плазмы. В обсуждаемых в данной работе экспериментах инжектор токамака (НИ-1) [17] был оснащен источником ионов ИПМ-2, который позволяет получать пучок атомов водорода (дейтерия) с энергией до 30 кэВ мощностью до 0.5 МВт и геометрическими размерами около 6×15 см [21]. Второй инжектор (НИ-2) создает пучок высокоэнергичных атомов водорода (дейтерия) с энергией до 50 кэВ мощностью до 1 МВт и диаметром порядка 11 см.

Для проведения исследований нагрева плазмы используется ряд диагностических систем. Измерение диамагнитного потока позволяет определить запасенную в плазме энергию с помощью равновесного кода РЕТ [22, 23]. Диагностика томсоновского рассеяния (ТР), полностью обновленная в 2020 году [24, 25], обеспечивает измерение температуры и концентрации электронов на всем протяжении разряда с момента пробы и до его окончания с частотой 330 Гц в 10 пространственных точках, расположенных от границы плазмы и до магнитной оси со стороны слабого магнитного поля. Совместный анализ данных диагностики ТР с результатами реконструкции магнитного равновесия позволяет

определить тепловую энергию электронного компонента плазмы, а также среднее значение концентрации электронов в течение всего разряда. Диагностика спектроскопии рекомбинации перезарядки (CXRS) [26, 27] позволяет измерять ионную температуру в 8 пространственных точках. Временное разрешение диагностики CXRS в данной работе составляло 5 мс. Температура ионов так же может быть определена с помощью анализатора атомов перезарядки (NPA) [28], геометрия наблюдения NPA позволяет локализовать измерения в области пересечения линии наблюдения анализатора и хорды инжекции пучка НИ-1. К сожалению, измерение ионной температуры плазмы диагностикой CXRS и методом “активный NPA” возможно только во время работы инжектора НИ-1. Дополнительно в ряде разрядов велись измерения потоков нейтронов с помощью коронного счетчика СНМ-11, принцип работы которого основан на ядерной реакции нейтронов с изотопом бора ^{10}B , помещенного в замедлитель из полиэтилена. Связь скорости счета детектора с нейтронным выходом из плазмы была найдена при помощи “*in situ*” калибровки, проведенной с использованием эталонного нейтронного источника ИБН-241 [29].

3. НАГРЕВ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА ГЛОБУС-М2 НЕЙТРАЛЬНЫМ ПУЧКОМ С ЭНЕРГИЕЙ ЧАСТИЦ 45 кэВ ПРИ ТОРОИДАЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ 0.8 Тл

3.1. Результаты эксперимента

Была проведена серия экспериментов по нагреву плазмы нейтральным пучком НИ-2 с энергией частиц 45 кэВ и мощностью 0.75 МВт. Эксперименты проводились при токе плазмы 0.4 МА, величина тороидального магнитного поля на радиусе $R = 0.36$ м составляла 0.8 Тл. На рис. 3 представлена динамика параметров плазмы для нескольких разрядов из данной серии. Включение водородного пучка происходило на фазе роста тока плазмы и длилось до окончания плато тока. Средняя плотность плазмы в разрядах варьировалась в широком диапазоне $\langle n_e \rangle = 1 \times 10^{19} - 7 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ с помощью изменения программы запуска дейтерия. Средняя плотность плазмы, измеренная с помощью микроволнового интерферометра, находится в хорошем соответствии с данными, полученными методом ТР до начала развития пилообразных колебаний, присутствие которых зачастую делает проблематичным измерение концентрации интерферометром. На рис. 3 также показана динамика температуры электронов в центре плазмы, измеренная диагностикой ТР. Видно, что температура электронов слабо зависит от средней плотности в разряде, достигая

величины 1.3 кэВ. Сравнение пространственных распределений температуры и концентрации электронов для разрядов с разной плотностью показаны на рис. 4. При увеличении средней плотности электронов $\langle n_e \rangle$ наблюдается формирование резкого градиента концентрации вблизи сепаратриссы, что указывает на то, что плазма находится в режиме улучшенного удержания (H-моды). Градиент температуры электронов практически не меняется за пределами зоны перемешивания пилообразных колебаний $r/a \approx 0.4$, что соответствует области $R > 0.49$ м на графике.

Величина тепловой энергии электронов (W_e), полученная путем интегрирования профиля электронного давления по объему плазмы, выше в разрядах с большей концентрацией. На рис. 5 представлена зависимость W_e от средней плотности плазмы для обсуждаемых разрядов в сравнении со значениями, полученными в серии омических разрядов при тех же значениях тока плазмы и тороидального магнитного поля: $I_p = 0.4$ МА, $B_T = 0.8$ Тл. Из этого рисунка также видно, что при средней концентрации электронов выше $3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ инжекция нейтрального пучка приводит к заметному нагреву электронов плазмы. По данным диагностики томсоновского рассеяния температура электронов практически не зависит от концентрации, наблюдается линейный рост тепловой энергии электронов от плотности, в то время как в омическом режиме (при тех же значениях I_p и B_T) температура электронов снижается с ростом плотности, что приводит к насыщению зависимости W_e от $\langle n_e \rangle$. На рис. 6 представлено сравнение пространственных распределений температуры и концентрации электронов в омическом режиме и режиме с НИ при средней концентрации электронов $7 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Из рисунка видно, что при НИ температура электронов в центральной области плазмы более чем в два раза превышает значения температуры в омическом режиме нагрева, при этом увеличение тепловой энергии электронного компонента составляет 1.8 раза.

Запасенная энергия плазмы W_{DIA} , определенная из диамагнитных измерений, для режима с НИ также представлена на рис. 5. Во всем диапазоне изменения плотности плазмы величина W_{DIA} в 1.5–2 раза превышает запасенную энергию в электронном компоненте плазмы в режиме омического нагрева W_e . Максимальное значение W_{DIA} достигает величины 10 кДж при средней плотности $\langle n_e \rangle = 7 \times 10^{19}$, что находится в хорошем соответствии с результатами, полученными ранее на токамаке Глобус-М2 [15, 30], в которых для нагрева плазмы применялся пучок инжектора НИ-1 с энергией частиц 30 кэВ и мощностью 0.85 МВт.

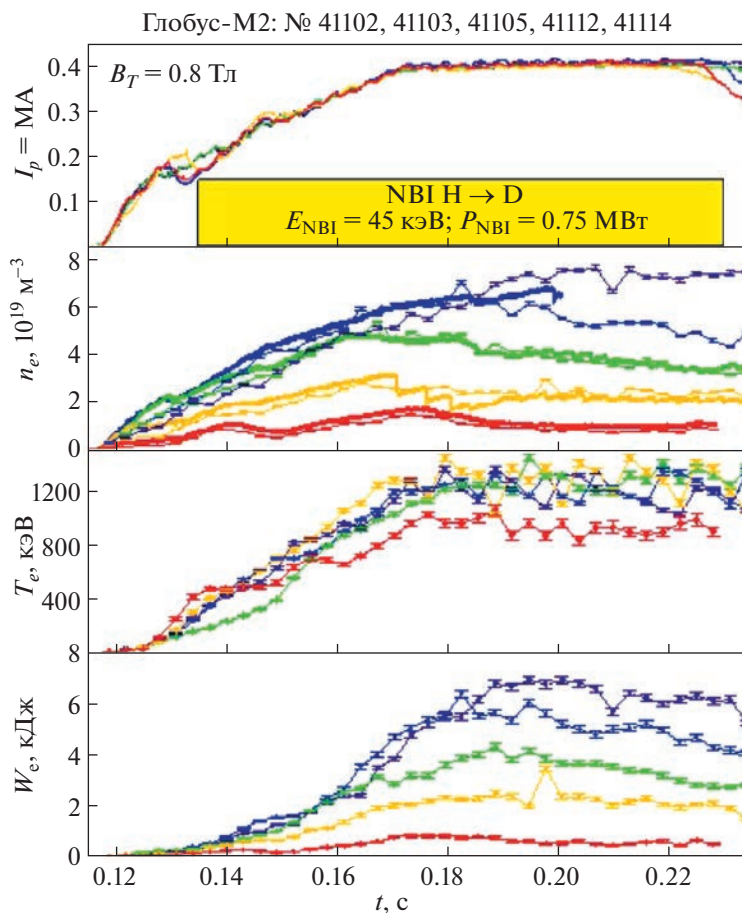


Рис. 3. Временной ход параметров плазмы в экспериментах по инъекции нейтральных частиц с энергией 45 кэВ, мощность пучка 0.75 МВт, тороидальное магнитное поле 0.8 Тл. Сверху вниз: I_p — ток плазмы (время работы нейтрального пучка выделено желтым цветом); среднехордовая плотность плазмы n_e : линия — данные СВЧ-интерферометра, точки — результат расчета по данным диагностики томсоновского рассеяния и магнитной реконструкции; T_e — температура электронов в центре плазмы по данным диагностики томсоновского рассеяния; W_e — тепловая энергия электронов, рассчитанная на основании данных диагностики томсоновского рассеяния и магнитной реконструкции.

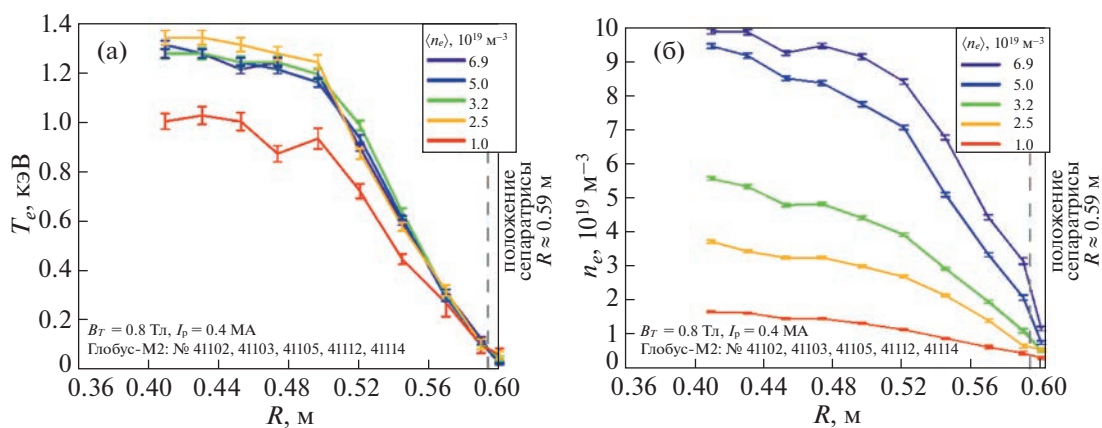


Рис. 4. Пространственные распределения температуры T_e (а) и электронной плотности плазмы n_e (б) при инъекции пучка нейтральных частиц с энергией 45 кэВ, мощность пучка 0.75 МВт, ток плазмы 0.4 МА, тороидальное магнитное поле 0.8 Тл.

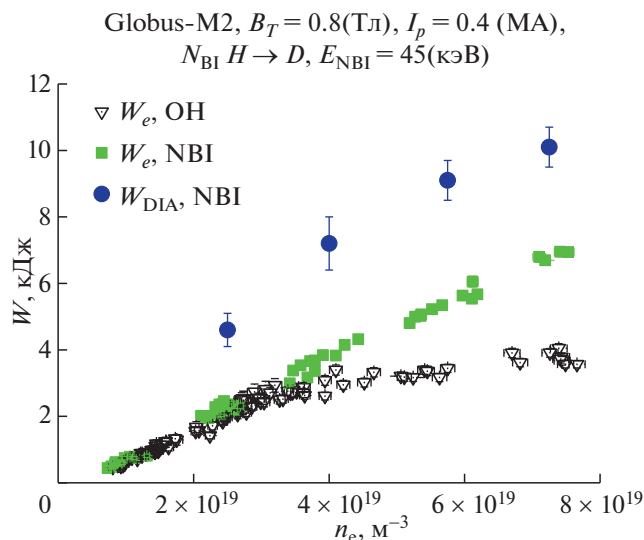


Рис. 5. Зависимость тепловой энергии электронов W_e от средней плотности плазмы n_e для режима омического нагрева (ОН) и режима с нейтральной инжекцией частиц (NBI) с энергией 45 кэВ, мощность пучка 0.75 МВт, при одинаковом токе плазмы и тороидальном магнитном поле 0.4 МА и 0.8 Тл соответственно.

Анализ энергосодержания в ионном компоненте будет обсуждаться далее в разд. 3.2.

3.2. Расчет поглощенной мощности нагрева

Для определения характерного времени удержания энергии плазмы и транспортного анализа необходимо найти величину поглощенной мощности инжектируемого пучка нейтральных атомов. С помощью кода NUBEAM [31] были рас-

считаны пространственные распределения мощности нагрева электронов и ионов плазмы, а также энергия, соответствующая поперечному давлению быстрых частиц W_{fast} . Стоит отметить, что в плазме токамака Глобус-М2 потери быстрых частиц из-за гофрировки магнитного поля не учитывались, поскольку они пренебрежимо малы по сравнению с другими механизмами потерь. Первые исследования влияния гофрировки на потери быстрых ионов были проведены на токамаке Глобус-М, где гофрировка составляла $\sim 1.5\%$ на внешней стенке камеры, с использованием траекторного кода [32]. Расчеты показали, что эти потери не превышают долей процента от полной инжектируемой мощности нейтрального пучка. На токамаке Глобус-М2 потери из-за гофрировки еще менее значительны, поскольку внешние витки тороидальной обмотки вынесены наружу на 4 см дальше [18], по сравнению с токамаком Глобус-М, а гофрировка ниже примерно в 2 раза. Более значимое влияние на удержание быстрых частиц оказывают пилообразные колебания. При моделировании для учета влияния пилообразных колебаний на величину рассчитываемых параметров была введена поправка в виде аномальной добавки к коэффициентам диффузии быстрых частиц. Поскольку, при водородной инжекции нейтронные измерения невозможны, единственным способом экспериментального определения уровня аномальной диффузии ионов высокой энергии, доступным на токамаке Глобус-М2, является сравнение расчетного и экспериментального спектров атомов перезарядки. Уровень аномальной диффузии итеративно подбирается таким образом, чтобы рассчитанный спектр атомов перезарядки совпадал со спектром, измеренным с помощью продольного анализатора АКОРД-24М. Для расчета спектров применялся

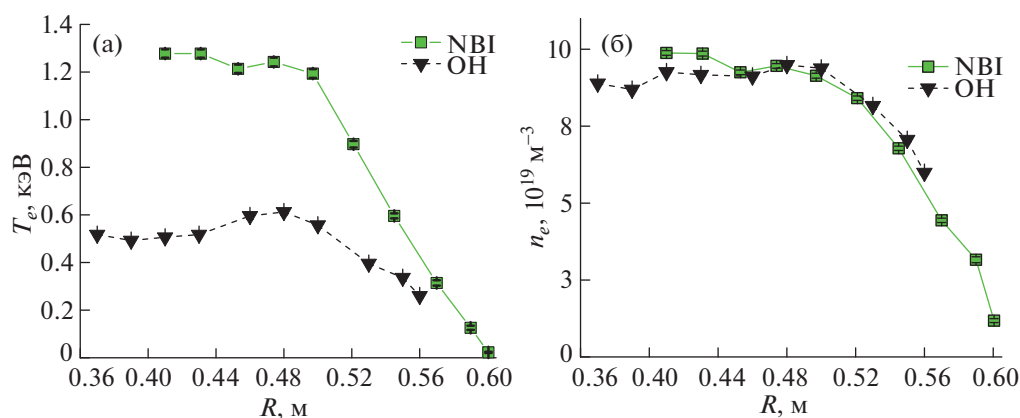


Рис. 6. Сравнение пространственных распределений электронной температуры T_e (а) и плотности n_e (б) электронов плазмы в омическом режиме (черные треугольники) и при дополнительном нагреве нейтральным пучком (зеленые квадраты) при токе плазмы $I_p = 0.4$ МА и тороидальном магнитном поле $B_T = 0.8$ Тл.

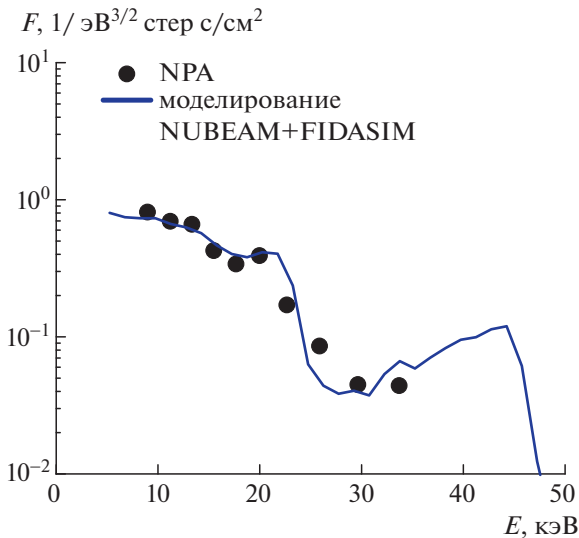


Рис. 7. Спектры атомов перезарядки: экспериментальный спектр (черные точки) и спектр, рассчитанный с учетом аномальной диффузии (синяя кривая).

код FIDASIM [33], который использует распределение ионов высокой энергии, полученное кодом NUBEAM. Применяемый подход проиллюстрирован на рис. 7. Здесь точками показан сигнал анализатора атомов перезарядки при инъекции пучка дейтерия с энергией 45 кэВ во время пилообразных колебаний (предел измерений анализатором составляет 35 кэВ), а также линией показан результат расчетов с помощью кодов NUBEAM и FIDASIM. В результате итерационного подбора было получено, что для корректного описания экспериментальных данных требуется введение аномальной диффузии, что, в данном случае выражалось в увеличении коэффициента диффузии быстрых ионов на $1 \text{ м}^2/\text{с}$ в области плазмы, соответствующей зоне перемешивания, возникающей в результате перезамыкания магнитных

Таблица 1. Интегральные значения поглощенной мощности пучка и давления быстрых частиц рассчитанное кодом NUBEAM для разрядов с разной плотностью плазмы. Энергия инжектируемых частиц 45 кэВ, мощность пучка 0.75 МВт, ток плазмы и тороидальное магнитное поле 0.4 МА и 0.8 Тл соответственно

№	41103	41112	41114	41105
$\langle n_e \rangle, 10^{19} \text{ м}^{-3}$	2.5	4.0	5.8	7.3
$Pnbi_e, \text{ кВт}$	174	230	262	282
$Pnbi_i, \text{ кВт}$	197	256	266	269
$Pnbi_{tot}, \text{ кВт}$	372	486	528	550
$W_{fast}, \text{ Дж}$	1940	1414	1183	920

силовых линий из-за пилообразных колебаний. Полученный в результате спектр атомов перезарядки (синяя линия) хорошо совпадает с экспериментом. Для подобранного, таким образом, значения коэффициента аномальной диффузии быстрых ионов были получены пространственные распределения мощности нагрева электронов и ионов плазмы при вводе в плазму нейтрального пучка, которые впоследствии были использованы для транспортного моделирования с помощью кода АСТРА [34]. Интегральные значения поглощенной мощности нейтрального пучка, а также соответствующие значения энергии быстрых ионов W_{fast} представлены в табл. 1. Используя полученные величины W_{fast} , можно определить энергию тепловых ионов плазмы W_i следующим образом: $W_i = W_{DIA} - W_e - W_{fast}$ (см. рис. 8а). Полученные значения W_i в 2.5 раза ниже тепловой энергии электронов, что, по всей видимости, является следствием соответствующей разницы электронной и ионной температур. Как видно из табл. 1, с ростом плотности плазмы увеличивается мощность нагрева ионов нейтральным пучком, так же должна увеличиваться мощность нагрева ионов от электронов, а значит, наблюдаемое насыщение энергии тепловых ионов с ростом плотности является индикатором ухудшения термоизоляции ионов.

3.3. Моделирование энергобаланса плазмы

Анализ переноса энергии в плазме токамака Глобус-М2 был проведен с помощью кода АСТРА с использованием следующей модели. В коде решалось уравнение баланса энергии для ионов без конвекционного члена совместно с уравнением диффузии для полоидального магнитного потока и уравнением Грэда—Шафранова. В качестве граничного условия для уравнения Грэда—Шафранова задавалось положение крайней замкнутой магнитной поверхности, полученная с помощью метода подвижных токовых колец. Для расчета концентрации ионов дейтерия, электрического сопротивления плазмы и, как следствие, мощности омического нагрева использовались значения эффективного заряда плазмы, полученные на основании измерения интенсивности тормозного излучения [35]. Значения эффективного заряда, измеренные для обсуждаемых разрядов, представлены на рис. 9. В качестве основной примеси был задан углерод, поскольку облицовка обращенной к плазме поверхности выполнена из графитовых пластин. Проводимость плазмы и доля бутстрэп-тока рассчитывались с помощью кода NCLASS [36], также с помощью этого кода рассчитывались неоклассические значения коэффициентов ионной температуропроводности (χ_i^{neo}) (см. сплошные линии на рис. 10а) при плотности

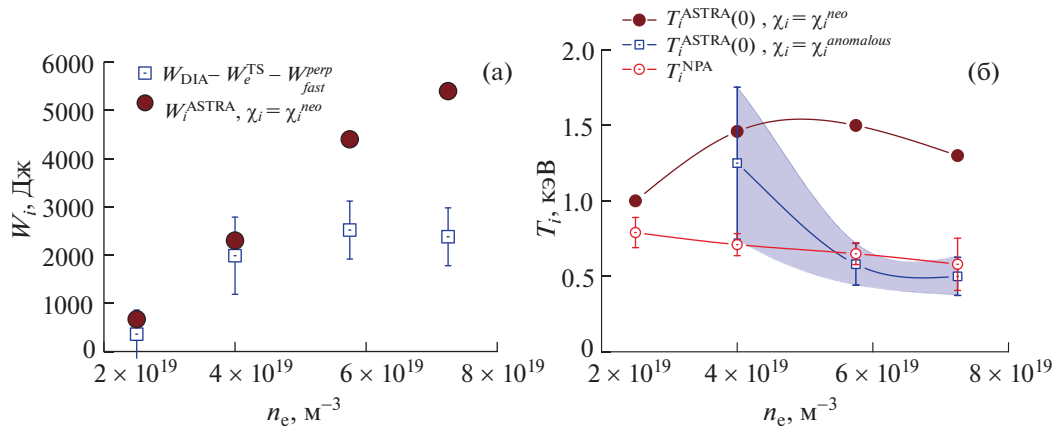


Рис. 8. Зависимость тепловой энергии ионов и ионной температуры плазмы от плотности электронов при нейтральной инжекции частиц с энергией 45 кэВ, мощность пучка 0.75 МВт, при токе плазмы и тороидальном магнитном поле 0.4 МА и 0.8 Тл соответственно. а) тепловая энергия, запасенная ионами плазмы: синие не закрашенные квадраты — оценка на основании экспериментальных данных $W_i = W_{DIA} - W_e - W_{fast}$; закрашенные круги результат моделирования кодом АСТРА в предположении $\chi_i = \chi_i^{neo}$; б) сравнение ионной температуры, измеренной с помощью анализатора нейтральных частиц (красные незакрашенные круги) с результатом моделирования по коду АСТРА для $\chi_i = \chi_i^{neo}$ (закрашенные круги), и с учетом аномальной добавки для χ_i (синие незакрашенные квадраты).

плазмы выше $5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, значения которых (χ_i^{neo}) находятся в диапазоне от 0.8–1.5 $\text{м}^2 \text{ с}^{-1}$. Значения температуры ионов (по коду АСТРА), а также величина тепловой энергии ионного компонента, полученные при моделировании в предположении $\chi_i = \chi_i^{neo}$, приведены на рис. 8. Из рисунка видно, что в случае неоклассического переноса

тепла в ионном канале величина тепловой энергии W_i , запасенная ионами, должна быть значительно больше экспериментальных значений, а температура ионов в центре плазмы должна достигать электронной (~ 1.2 – 1.3 кэВ), не превышая ее. Для того, чтобы привести расчетные значения W_i в соответствие с экспериментально измеренными, был выполнен дополнительный расчет, в котором к неоклассическому значению температуропроводности χ_i^{neo} прибавлялась аномальная добавка. Величина аномальной добавки определялась итеративно путем сравнения расчетной энергии ионов плазмы с экспериментальной оценкой. Полученные значения аномальной ионной температуропроводности в 5–6 раз превосходят неоклассические (см. пунктирные линии на рис. 10а). Рассчитанные значения ионной температуры в центре плазмы также оказались близки к величине температуры ионов, измеренной анализатором нейтральных частиц (см. рис. 8б).

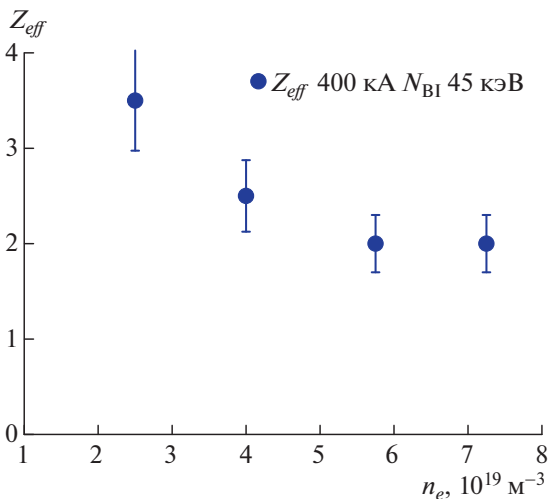


Рис. 9. Зависимость эффективного заряда плазмы Z_{eff} , измеренного в серии разрядов с нейтральной инжекцией частиц с энергией 45 кэВ, мощность пучка 0.75 МВт, при токе плазмы и тороидальном магнитном поле 0.4 МА и 0.8 Тл соответственно.

Для электронного компонента плазмы решалась обратная транспортная задача: на основании измеренных пространственных распределений электронной температуры рассчитывались коэффициенты электронной температуропроводности χ_e (см. рис. 10б). К сожалению, в обсуждаемых разрядах измерения энергетических потерь плазмы на излучение отсутствовали. Как показали более ранние исследования на токамаке Глобус-М2, величина радиационных потерь может достигать 45% от полной поглощенной мощности нагрева

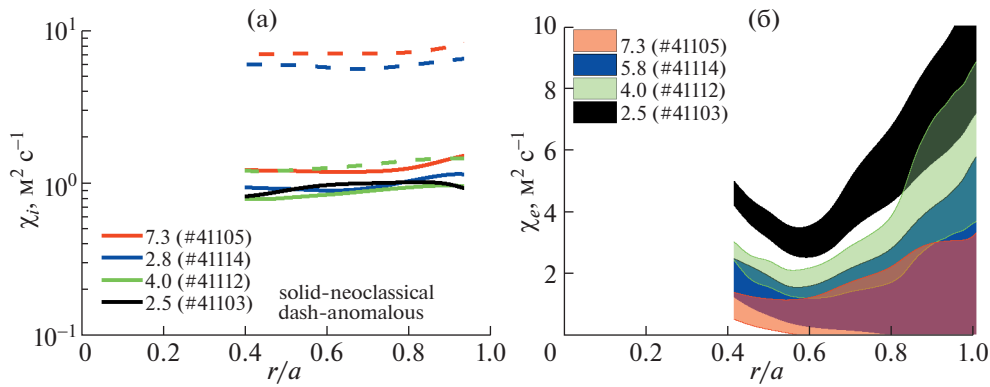


Рис. 10. Пространственные распределения: (а) — ионной температуропроводности χ_i , использованной для расчета профилей ионной температуры, сплошные линии — неоклассические значения, пунктир — подобранные значения аномальной температуропроводности на основании магнитных измерений; (б) — электронной температуропроводности χ_e , полученные при моделировании кодом АСТРА на основании экспериментально измеренных профилей электронной температуры. Моделирование проводилось для разрядов с разной плотностью (соответствующие значения средней плотности показаны в легенде в единицах 10^{19} м^{-3}), при инжекции атомов водорода с энергией 45 кэВ, мощность пучка 0.75 МВт, ток плазмы и тороидальное магнитное поле 0.4 МА и 0.8 Тл соответственно.

плазмы [37] в режимах с нейтральной инжекцией. Поэтому для учета влияния радиационных потерь на величину χ_e был сделан расчет с учетом потерь на излучение с использованием соответствующего профиля из [37]. Профиль был нормирован на интегральное значение радиационных потерь для каждого из режимов, полученное путем умножения поглощенной мощности плазмы на эмпирический коэффициент 0.45. Дополнительно был проведен расчет χ_e без учета потерь на излучение. Таким образом, в результате проведенных расчетов мы предполагаем, что истинные значения χ_e будут находиться в области ограниченной этими величинами (см. рис. 10б и области, закрашенные разными цветами для разных плотностей плазмы).

Оценки времени удержания энергии, проведенные для всех случаев, рассмотренных выше, показаны на рис. 11. Из рисунка видно, что время удержания энергии, полученное в предположении неоклассического характера теплопотерь по ионному каналу, должно иметь линейную зависимость от плотности плазмы, и достигать величины характерного времени 15 мс для плотности плазмы $7 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ (см. зеленые круги на рис. 11). Анализ диамагнитных измерений и расчеты запасенной энергии плазмы совместно с результатами измерений профилей температуры и концентрации электронов методом томсоновского рассеяния указывает на наличие аномальных потерь тепла по ионному каналу, которые являются причиной насыщения зависимости характерного времени удержания энергии в плазме τ_E от n_e при плотности плазмы выше $6 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Эксперименты, проведенные с новым инжектором НИ-2 и новой диагностикой томсоновского рассеяния,

подтверждают ранее полученные на токамаке Глобус-М2 результаты [15, 30]: 1) увеличение тока плазмы до 0.4 МА и тороидального магнитного поля до 0.8 Тл приводит к увеличению времени удержания энергии по сравнению с экспериментами при $B_T = 0.4$ Тл в 2.5–3 раза; 2) электронная температуропроводность снижается до уровня 1–2 $\text{м}^2 \text{ с}^{-1}$, что позволяет нагреть электроны плазмы до температуры 1.3 кэВ; 3) оценка температуры ионов, основанная на диамагнитных измерениях и измерениях корпускулярной диагностики, показывает, что $T_i < T_e$, вследствие того, что перенос

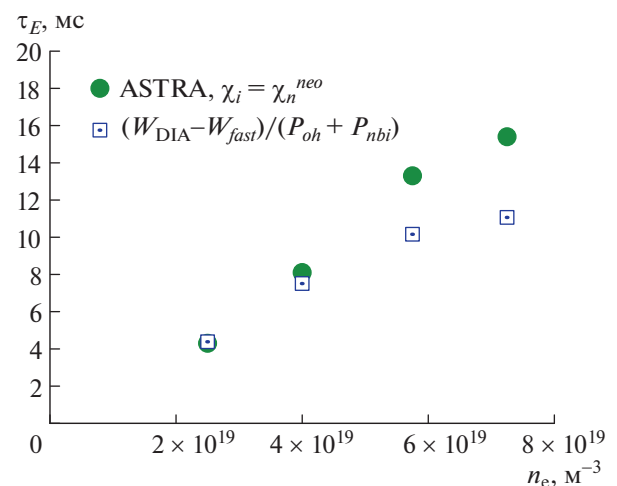


Рис. 11. Зависимость времени удержания энергии τ_E от плотности электронов для серии разрядов с нейтральной инжекцией частиц с энергией 45 кэВ, мощность пучка 0.75 МВт, при токе плазмы и тороидальном магнитном поле 0.4 МА и 0.8 Тл соответственно.

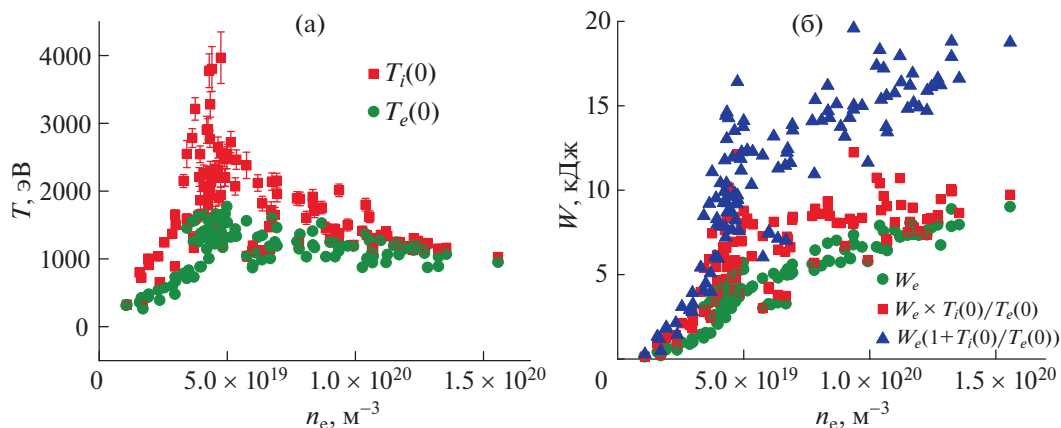


Рис. 12. а) — Зависимость температуры электронов T_e (зеленые круги) и ионов T_i (красные квадраты) в центре плазменного шнура от средней плотности электронов в режимах с одновременной инъекцией пучков НИ-1 и НИ-2 при $B_T = 0.9$ Тл, $I_p = 0.35$ – 0.4 МА; б) — соответствующие значения тепловой энергии, запасенной электронами плазмы W_e (зеленые круги) рассчитанный путем интегрирования давления электронов по плазменному объему, при использовании данных, полученных на основании магнитной реконструкции, оценка тепловой энергии, запасенной ионами $W_i \approx W_e \times T_i(0)/T_e(0)$ (красные квадраты), и сумма запасенной энергии в электронах и ионах плазмы (синие треугольники).

тепла в ионном канале выше, чем предсказывает неоклассическая теория.

4. ПЕРВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО НАГРЕВУ ПЛАЗМЫ ДВУМЯ НЕЙТРАЛЬНЫМИ ПУЧКАМИ В СФЕРИЧЕСКОМ ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М2 ПРИ МАГНИТНОМ ПОЛЕ 0.9 Тл

4.1. Результаты эксперимента

Эксперименты, проведенные на токамаке Глобус-М2 с помощью нового инжектора, позволяющего вводить в плазму пучок нейтральных частиц с энергией до 45 кэВ, представленные в разд. 3, показали значительную эффективность нагрева электронов плазмы. Анализ диамагнитных измерений, совместно с данными диагностики томсоновского рассеяния показал низкую эффективность нагрева ионов, по всей видимости, связанную с высокой долей аномальных тепловых потерь по ионному каналу, приводящих к эффекту “насыщения” зависимости времени удержания энергии от плотности плазмы.

Использовалась схема нагрева плазмы, когда пучок НИ-2 (с энергией до 45 кэВ, мощностью до 0.75 МВт) включался на стадии роста тока, а пучок НИ-1 (с энергией до 28 кэВ, мощностью до 0.45 МВт) — уже на плато тока плазмы. В экспериментах по нагреву плазмы с помощью одновременно двух пучков появилась возможность измерения профиля ионной температуры диагностикой CXRS. Эксперименты проводились в дейтериевой плазме при тороидальном магнитном поле 0.9 Тл и токе плазмы 0.35–0.4 МА. На рис. 12а показана температура электронов и

ионов в центре плазменного шнура, измеренная диагностикой ТР и CXRS, в зависимости от средней плотности плазмы во время работы обоих инжекторов. Из рисунка видно, что в широком диапазоне значений средней плотности плазмы температура ионов значительно превышает температуру электронов. При этом, с увеличением плотности плазмы наблюдается рост температуры ионов, которая достигает максимума в центре плазменного шнура $T_i(0) \approx 4$ кэВ при средней плотности электронов около $5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. При дальнейшем увеличении плотности плазмы температура ионов уменьшается и приближается к электронной. Запасенную энергию тепловых электронов достаточно легко определить, интегрируя профили температуры и концентрации электронов, измеренные диагностикой томсоновского рассеяния, по объему плазмы (см. рис. 12б). Для определения запасенной ионами тепловой энергии требуется более сложный расчет, учитывающий, что некоторая доля основных ионов замещена примесью. Грубую оценку запаса энергии в ионах сверху можно сделать следующим образом: $W_i \approx W_e \times T_i(0)/T_e(0)$. Из рисунка видно, что W_e монотонно растет с увеличением плотности плазмы, а зависимость W_i от плотности плазмы выше $5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ начинает насыщаться, что является следствием снижения температуры ионов при увеличении плотности плазмы.

Рассмотрим режим с горячими ионами подробнее на примере разряда с током плазмы 0.35 МА и средней плотностью плазмы $5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ (см. рис. 13). Первый нейтральный пучок мощностью 0.25 МВт включался на стадии роста тока

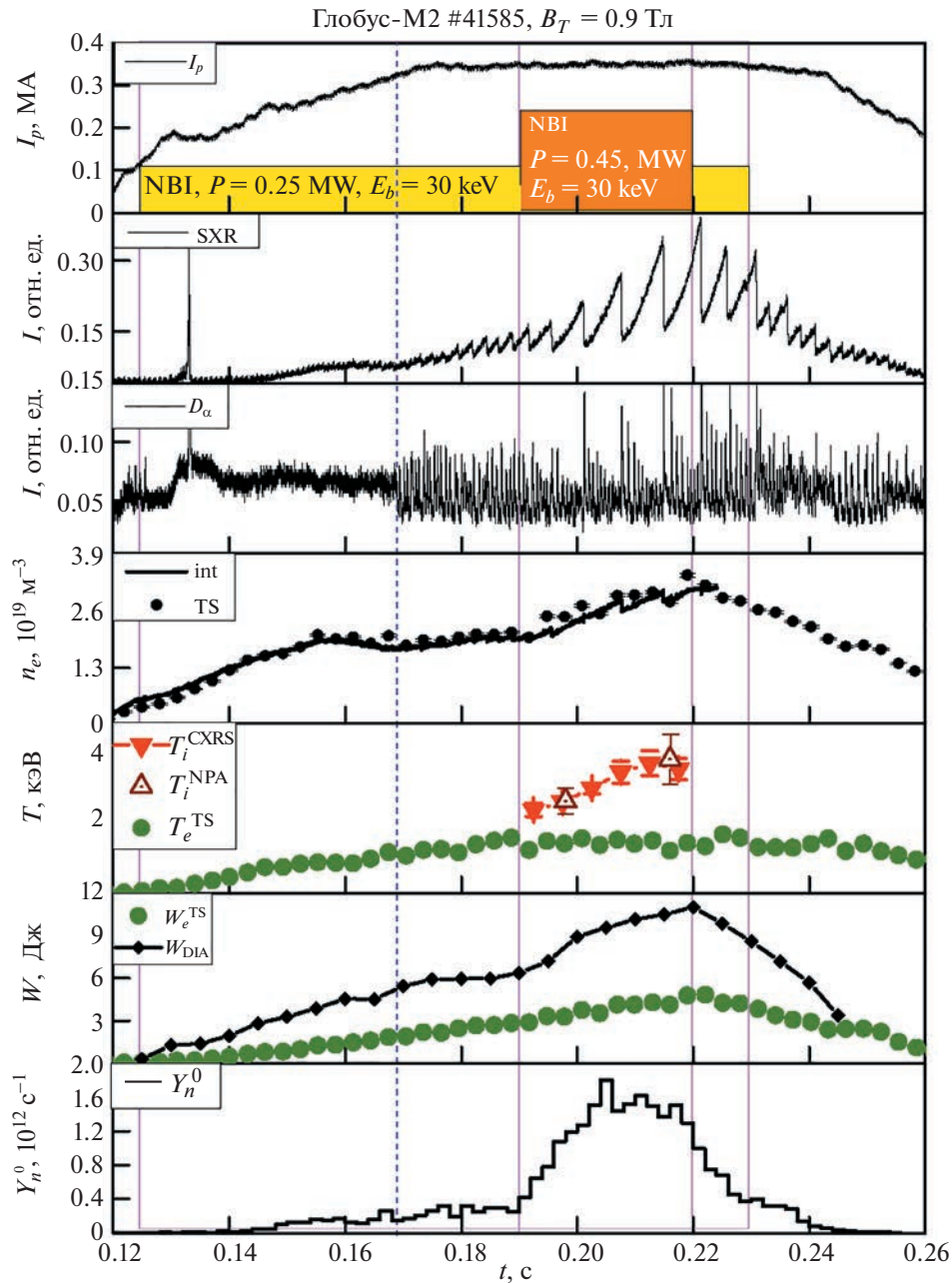


Рис. 13. Эволюция параметров плазмы в разряде #41585. Сверху вниз: I_p — ток плазмы; $I(SXR)$ — интенсивность мягкого рентгеновского излучения; $I(D_\alpha)$ — интенсивность излучения линии атомов дейтерия $D\alpha$; n_e — средняя по хорде наблюдения плотность электронов; T — температура в центре плазмы: электронов (зеленые кружки, диагностика томсоновского рассеяния лазерного излучения) и ионов (открытые треугольники — NPA , красные треугольники — $CXRS$); W — энергия плазмы из диамагнитных измерений (черные точки) и энергия в электронной компоненте плазмы, рассчитанная на основании данных диагностики томсоновского рассеяния лазерного излучения; Y_n^0 — эволюция нейтронного выхода.

плазмы. По мере увеличения плазменного тока увеличивался полный поток мощности через ее границу, что привело к L–H-переходу в момент $t = 169$ мс. Переход хорошо виден по резкому спаду интенсивности излучения линии D_α и развитию краевой неустойчивости типа ELM, являю-

щейся индикатором увеличения крутизны градиента давления вблизи границы плазмы. Вторым нейтральный пучок мощностью 0.45 МВт инжектировался на стадии плато тока плазмы, что приводило к сильному росту температуры ионов и, как следствие, к увеличению запасенной плазмой

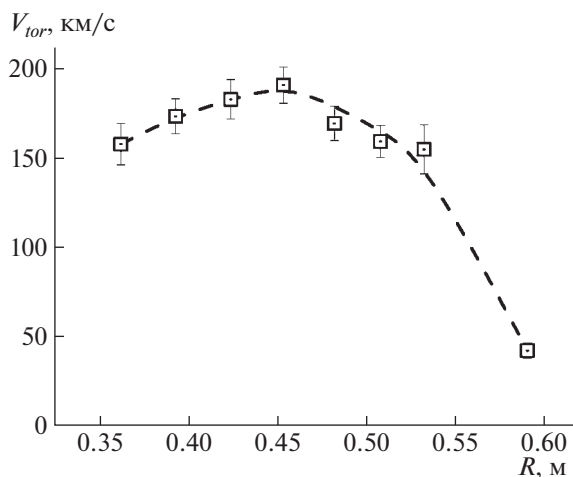


Рис. 14. Скорость тороидального вращения ионов углерода в плазменном шнура в зависимости от большого радиуса тора R , измеренная с помощью диагностики CXRS в разряде #41585 при $T_i(0) = 4$ кэВ.

энергии. Поток нейтронов, регистрируемый счетчиком, увеличивается в 7 раз и начинает спадать сразу после выключения пучка. Величина нейтронного выхода достигает 1.8×10^{12} н⁰/с, что является оценкой снизу, поскольку для калибровки диагностики применялся источник Am—Wc со средней энергией нейтронов 4 МэВ, превышающий энергию нейтронов, рождающихся в результате D—D-реакции с энергией 2.45 МэВ. Температура ионов, измеренная CXRS диагностикой по излучению линии пятизарядных примесных ионов углерода C⁵⁺ (излучение на длине волны $\lambda_0 = 5290.525$ Å), хорошо соответствует данным активной корпускулярной диагностики, измере-

ния которой локализованы в области пересечения пучка с линией наблюдения анализатора. Обе диагностики демонстрируют рост температуры ионов до величины 4 кэВ в период инжекции второго пучка. Также диагностика CXRS показывает, что инжекция нейтрального пучка сообщает плазме значительный вращающийся момент: скорость тороидального вращения плазмы достигает 190 км/с в центральной области (см. рис. 14). Температура электронов в центре плазмы, измеряемая диагностикой томсоновского рассеяния лазерного излучения, практически не изменяется и поддерживается на уровне 1.5 кэВ весь период инжекции второго пучка при заметном росте плотности плазмы. На рис. 15 показаны профили температуры электронов и ионов и профиль плотности электронов в разряде #41585, измеренные в десяти пространственных точках в средней плоскости токамака.

Значения тепловой энергии электронов W_e и ионов W_i определялись посредством интегрирования соответствующих профилей давления по объему плазмы. Большая часть энергии плазмы (6 кДж) содержится в ионах. На электроны приходится около 4 кДж. Полная энергия, определенная из диамагнитных измерений с использованием расчета магнитного равновесия, достигает величины 11.5 кДж, что находится в хорошем соответствии с данными кинетических измерений с учетом того, что вклад поперечной энергии быстрых ионов может составлять 1.5 кДж.

Примечательно, что режим с горячими ионами (hot ion mode) был предсказан с помощью моделирования энергобаланса плазмы Глобус-M2, выполненный еще в 2012 г. [13] на стадии разработки электромагнитной системы будущего токамака. Расчетные профили температуры электро-

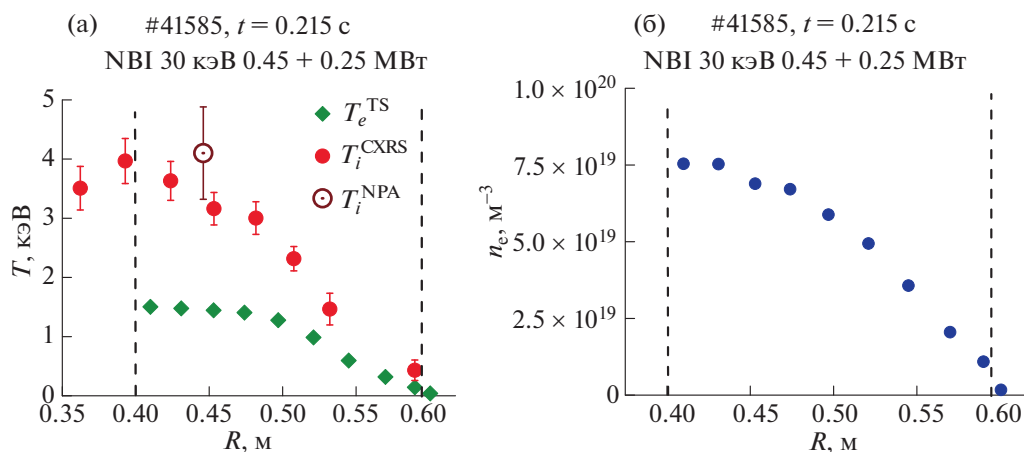


Рис. 15. Пространственные распределения температуры электронов и ионов (а) и профиль плотности электронов (б) на 215 мс разряда 41585 при $B_T = 0.9$ Тл и $I_p = 0.35$ МА. Вертикальные линии обозначают положение магнитной оси (слева) и последней замкнутой магнитной поверхности со стороны слабого магнитного поля (справа).

нов и ионов, приведенные в работе [13], показаны на рис. 1. Стоит отметить, что предсказательное моделирование было выполнено при несколько больших значениях тороидального магнитного поля и тока плазмы, чем в описываемом эксперименте. Несмотря на это, ожидаемый режим горячих ионов был достигнут со значениями температур ионов T_i и электронов T_e , очень близкими к предсказанным. Основные предположения, использованные при предсказательном моделировании, также подтверждены. По сравнению с результатами экспериментов на токамаке Глобус-М ионная температуропроводность значительно снизилась (~4 раза) в соответствии с неоклассической теорией, а время удержания энергии плазмы выросло в 4 раза при двукратном увеличении тороидального магнитного поля и тока, что находится в согласии со скейлингами, характерными для сферических токамаков, предполагающими сильную зависимость времени удержания энергии плазмы τ_E от величины тороидального магнитного поля B_T [2, 5].

4.2. Моделирование энергобаланса плазмы в режиме с горячими ионами

Для определения мощности нагрева плазмы нейтральными пучками было выполнено моделирование с использованием кода NUBEAM [31]. Осциллограмма интенсивности мягкого рентгеновского излучения (рис. 13) указывает на присутствие в плазме пилообразных колебаний. Регулярные перезамыкания магнитных поверхностей в центральной области плазмы, являющиеся причиной пилообразных колебаний, приводят к перераспределению быстрых ионов по сечению плазменного шнура, что может приводить к дополнительным потерям быстрых частиц и, как следствие, к снижению мощности нагрева плазмы. Поскольку в этих экспериментах анализатор был настроен на измерение ионной температуры, что исключало регистрацию надтепловой части спектра, то метод определения величины потерь быстрых частиц при торможении путем сравнения расчетных спектров с экспериментально измеренными применить не удалось. Поэтому была проведена серия расчетов для разных значений аномального коэффициента диффузии быстрых ионов (χ_{fi}^{an}). На рис. 16 показана зависимость величины мощности нагрева ионов, а также суммарная мощность нагрева электронов и ионов нейтральными пучками от величины коэффициента χ_{fi}^{an} . На графике также показан уровень тепловых потерь ионов за счет взаимодействия с электронами. Из рис. 16 видно, что при высоком уровне потерь быстрых частиц суммарная мощность нагрева ионов оказывается отрицательной. Дальнейший анализ проведем для двух вариантов:

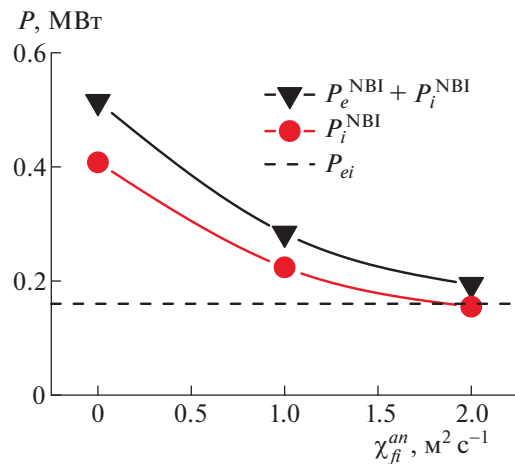


Рис. 16. Рассчитанная кодом NUBEAM мощность нагрева плазмы нейтральными пучками в разряде #41585 для разных значений коэффициента аномальной диффузии быстрых ионов: красные круги — мощность нагрева ионов, черные треугольники — суммарная мощность нагрева электронов и ионов нейтральным пучком. Горизонтальной линией показан уровень тепловых потерь ионов за счет взаимодействия с холодными электронами.

1 — полностью пренебрегаем снижением поглощенной мощности нагрева из-за пилообразных колебаний, и сравниваем вариант 1 с вариантом 2, в котором коэффициент аномальной диффузии быстрых частиц считаем равным $1 \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$. Таким образом, ограничив мощность нагрева плазмы от инжектируемых пучков диапазоном $P_{NBI} = 0.28\text{—}0.51 \text{ МВт}$ получим оценку времени удержания энергии $\tau_E = 13\text{—}18 \text{ мс}$.

Нагрев электронов обеспечивается как за счет омического нагрева ($P_{OH} = 0.27 \text{ МВт}$) так и при их взаимодействии с тепловыми ионами плазмы. Суммарная мощность находится в диапазоне $P_e = 0.55\text{—}0.78 \text{ МВт}$. Нагрев ионов обеспечивается только пучками и, с учетом того, что 0.16 МВт уходит на нагрев электронов, составляет величину до $P_i = 0.07\text{—}0.25 \text{ МВт}$. Для грубой оценки эффективного коэффициента температуропроводности ионов можно использовать известное соотношение между временем удержания энергии τ_E и температуропроводностью: $\chi = \rho^2 / (4\tau_E)$, где ρ — радиус плазменного шнура. Принимая $\rho = a\kappa^{0.5}$ и $\tau = W_i / P_i$, (κ — вытянутость плазменного шнура) можно получить $\chi_i = a^2 \kappa P_i / (4W_i)$. Используя эту формулу, получим оценку средней температуропроводности ионов $\chi_i \approx 0.3\text{—}1 \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$. Аналогичным образом можно сделать оценку для электронной температуропроводности. Основную неопределенность здесь уже вносят потери на излучение, величина которых может достигать половины мощности нагрева плазмы [37]. В этих

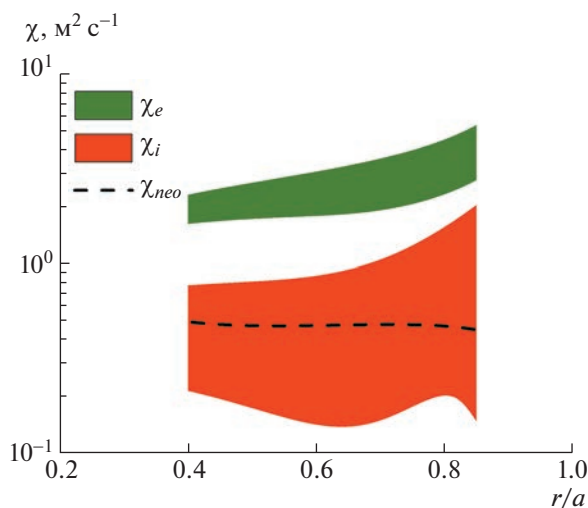


Рис. 17. Радиальные распределения эффективной электронной (зеленый) и ионной (красный) температуропроводности в сравнении с ионной неоклассической температуропроводностью, рассчитанной с помощью NCLASS (штриховая линия) для плазмы Глобус-М2 с $B_T = 0.9$ Тл, $I_p = 0.35$ МА и $P_{NBI} = 0.7$ МВт.

предположениях получим $\chi_e = 1.5\text{--}3 \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$. Более аккуратный анализ энергобаланса плазмы был выполнен с помощью моделирования кодом АСТРА [34]. Полученные радиальные распределения значений эффективной электронной и ионной температуропроводности показаны на рис. 17. Из рисунка видно, что величины температуропроводности электронов и ионов, полученные с помощью моделирования и по приближенной формуле, согласуются удовлетворительно. Температуропроводность ионов, рассчитанная кодом NCLASS, составляет значение около $0.5 \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$, что находится в диапазоне величин χ_i , полученных при моделировании экспериментальных данных. Следует отметить, что в отличие от эксперимента с нагревом плазмы одним пучком, описанным в разд. 3, термоизоляция ионов, продемонстрированная в эксперименте с двумя пучками, значительно лучше, а перенос тепла близок к неоклассическому, что позволяет достигать температуры близкой к термоядерной даже в компактной установке, такой как Глобус-М2.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На токамаке Глобус-М2 были проведены исследования нагрева плазмы нейтральным пучком. В экспериментах, где использовался пучок с энергией частиц 45 кэВ и мощностью 0.75 МВт, при токе плазмы $I_p = 0.4$ МА и тороидальном магнитном поле в центре вакуумной камеры $B_T = 0.8$ Тл были получены следующие результаты. При средней концентрации электронов выше

$3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ инжекция нейтрального пучка приводит к заметному нагреву электронов плазмы. По данным диагностики томсоновского рассеяния температура электронов практически не зависит от концентрации, наблюдается линейный рост тепловой энергии электронов от плотности, в то время как в омическом режиме (при тех же значениях I_p и B_T) температура электронов снижается с ростом плотности, что приводит к насыщению зависимости запасенной в электронной компоненте плазмы энергии W_e от плотности плазмы n_e . При высокой плотности плазмы ($n_e > 7 \times 10^{19}$) увеличение температуры электронов по сравнению с омическим режимом нагрева составляет 1.8 раза. С ростом плотности плазмы n_e увеличивается мощность нагрева ионов и ионный теплоперенос начинает играть значительную роль в энергобалансе. Ожидалось, что время удержания энергии τ_E достигнет величины 15 мс при плотности $n_e = 7 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, в случае неоклассического характера тепловых потерь по ионному каналу. Однако анализ диамагнитных измерений совместно с результатами измерений профилей температуры и электронной плотности плазмы методом томсоновского рассеяния указывает на наличие аномальных потерь тепла по ионному каналу при высокой плотности плазмы, что приводит к насыщению зависимости τ_E от n_e при плотности плазмы выше $6 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ на уровне $\tau_E \approx 10\text{--}11$ мс.

Использование сценария с инжекцией двух пучков: первого пучка на стадии роста тока, а второго пучка уже на плато тока при тороидальном магнитном поле, увеличенном до 0.9 Тл, кардинальным образом меняет эффективность нагрева плазмы. Эксперименты показали возможность получения устойчивого режима с горячими ионами в широком диапазоне значений средней плотности плазмы $1.6\text{--}16 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Значения температуры ионов, измеренные рекомбинационной спектроскопией атомов перезарядки и с помощью корпускулярной диагностики, достигли величины 4 кэВ, что в 2.5 раза выше, чем температура электронов. Достижение таких параметров стало возможным благодаря хорошей термоизоляции электронов и ионов, но в ограниченном диапазоне плотностей плазмы. При этом транспортный анализ показал, что величина ионной температуропроводности меньше $1 \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$, и эта величина находится в удовлетворительном соответствии с неоклассической теорией.

Стоит отметить, что в режиме с горячими ионами значение столкновительности ($\nu^* \sim Z_{eff} n_e / T^2$) находилось на уровне 0.005. На текущий момент это наименьшее значение ν^* , достигнутое на токамаке Глобус-М2. Отношение газокINETического давления плазмы к давлению тороидального магнитного поля (β_T) достигало величины 0.04—

0.05. Гирокинетическое моделирование, выполненное кодом GENE для токамака Глобус-М2, предсказывало развитие ITG-моды уже в условиях столкновительности в 2–4 раза выше [15]. Несмотря на благоприятные условия для дестабилизации ITG-моды заметный аномальный перенос тепла ионами не наблюдается. Причиной этому может быть неоднородность вращения плазмы, приводящая к разрушению турбулентной структуры и уменьшению переноса тепла поперек магнитного поля. В режиме с горячими ионами с помощью диагностики CXRS было измерено сильное тороидальное вращение плазмы, достигающее 190 км/с в центральной области плазменного шнура, что, по-видимому, и реализует возможность перехода в режим с горячими ионами.

Результаты, представленные в этой работе, показывают возможность достижения высоких значений температуры ионов в компактной установке с относительно слабым тороидальным магнитным полем. Достигнутая в эксперименте температура ионов приближается к термоядерным значениям благодаря хорошей теплоизоляции ионов. Величина произведения характерных параметров ($n_e \tau_E$) для плазмы в токамаке Глобус-М2 при этом, все еще на два порядка ниже необходимой для зажигания самоподдерживающейся термоядерной реакции. Однако, имея в виду благоприятную зависимость времени удержания от величины магнитного поля и большого радиуса плазмы R в сферическом токамаке [5, 15], можно предположить, что в компактной установке ($R = 0.8$ м) с большим магнитным полем (около 5 Тл) возможно достижение условий зажигания. Технические сложности создания и эксплуатации компактного термоядерного устройства будут основными препятствиями на пути достижения этой цели.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследования проведены на УНУ “Сферический токамак Глобус-М”, входящей в состав ФЦКП “Материаловедение и диагностика в передовых технологиях”. Нагрев плазмы двумя пучками при $B_T = 0.9$ Тл (раздел 4.1) выполнен в рамках контракта 0034-2021-0001, обработка данных и моделирование энергобаланса плазмы (раздел 4.2) выполнено в рамках контракта 0040-2019-0023. Расчеты мощности нагрева плазмы были получены с использованием вычислительных ресурсов суперкомпьютерного центра Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого (www.spbstu.ru). Анализ термоизоляции плазмы, представленный в разд. 3.2, был выполнен при финансовой поддержке РНФ 17-72-20076.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *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. N. 6. 066032. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab15c5>
2. *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., Tikhmeneva E.A., Varfolomeev V.I., Yashin A.Yu., Zhiltsov N.S.* // Nucl. Fusion. 2021. V. 61. № 6. 064001. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/abe08c>
3. *Valovič M., Akers R., Cunningham G., Garzotti L., Lloyd B., Muir D., Patel I.A., Taylor D., Turnyanskiy M., Walsh M. and the MAST team* // Nucl. Fusion. 2009. V. 49. N. 7. 075016. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/49/7/075016>
4. *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. 848–857. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/46/10/002>
5. *Kaye S.M., Connor J.W., Roach C.M.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2021. V. 63. N 12. 123001. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/ac2b38>
6. *Kaye S.M., Gerhardt S., Guttenfelder W., Maingi R., Bell R.E., Diallo A., LeBlanc B.P., Podesta M.* // Nucl. Fusion. 2013. V. 53. N. 063005. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/53/6/063005>
7. *Valovič M., Akers R., de Bock M., McCone J., Garzotti L., Michael C., Naylor G., Patel A., Roach C.M., Scannell R., Turnyanskiy M., Wisse M., Guttenfelder W., Candy J. and the MAST team* // Nucl. Fusion. 2011. V. 51. N.7. 073045. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/51/7/073045>
8. *Doyle E.J., Houlberg W.A., Kamada Y., Mukhovatov V., Osborne T.H., Polevoi A., Bateman G., Connor J.W., Cordey J.G., Fujita T., Garbet X., Hahn T.S., Horton L.D., Hubbard A.E., Imbeaux F., Jenko F., Kinsey J.E., Kishimoto Y., Li J., Luce T.C., Martin Y., Osipenko M., Parail V., Peeters A., Rhodes T.L., Rice J.E., Roach C.M., Rozhansky V., Ryter F., Saibene G., Sartori R., Sips A.C.C., Snipes J.A., Sugihara M., Synakowski E.J., Takenaga H., Takizuka T., Thomsen K., Wade M.R., Wilson H.R., ITPA Transport Physics Topical Group, ITPA Confinement Database and Modelling Topical Group and ITPA Pedestal and Edge Topical Group* // Nucl. Fusion. 2007. V. 47. S18–S127. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/47/6/S02>
9. *van Wyk F., Highcock E.G., Field A.R., Roach C.M., Schekochihin A.A., Parra F.I., Dorland W.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2017. V. 59. № 11. 114003. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/aa8484>
10. *Telnova A.Yu., Kurskiev G.S., Miroshnikov I.V., Sakharov N.V., Kiselev E.O., Larionova M.M., Bakharev N.N., Larionova D.M., Gusev V.K., Khromov N.A., Minaev V.B., Patrov M.I., Petrov Yu.V., Sladkomedova A.D., Shchegolev P.B., Tokarev V.A., Tolstyakov*

- S. Yu., Tikhmeneva E.A.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2020. V. 62. № 4. 045011.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab6da5>
11. *Telnova A. Yu., Miroshnikov I.V., Mitrankova M.M., Bakharev N.N., Gusev V.K., Zhiltsov N.S., Kiselev E.O., Kurskiev G.S., Minaev V.B., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Shchegolev P.B., Tikhmeneva E.A.* // Tech. Phys. Lett. 2021. V. 47. P. 470–473.
<https://doi.org/10.1134/S106378502105014X>
 12. *Galeev A.A., Sagdeev R.Z.* Advances in plasma physics. New York.: John Wiley and Sons, Inc., 1976. V. 6. P. 311–420.
 13. *Gusev V.K., Azizov E.A., Alekseev A.B., Arneman A.F., Bakharev N.N., Belyakov V.A., Bender S.E., Bondarchuk E.N., Bulanin V.V., Bykov A.S., Chernyshev F.V., Chugunov I.N., Dyachenko V.V., Filatov O.G., Ibyaminova A.D., Irzak M.A., Kavin A.A., Kurskiev G.S., Khitrov S.A., Khromov N.A., Kornev V.A., Krasnov S.V., Kuznetsov E.A., Labusov A.N., Larionov M.M., Lobanov K.M., Malkov A.A., Melnik A.D., Minaev V.B., Mineev A.B., Mironov M.I., Miroshnikov I.V., Novokhatsky A.N., Ovsyannikov A.D., Panasenkov A.A., Patrov M.I., Petrov M.P., Petrov Yu.V., Rozhansky V.A., Rozhdestvensky V.V., Saveliev A.N., Sakharov N.V., Shchegolev P.B., Shcherbinin O.N., Senichenkov I. Yu., Sergeev V. Yu., Shevelev A.E., Stepanov A. Yu., Tanchuk V.N., Tolstyakov S. Yu., Varfolomeev V.I., Voronin A.V., Wagner F., Yagnov V.A., Yashin A. Yu., Zhilin E.G.* // Nucl. Fusion. 2013. V. 53. № 9. 093013.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/53/9/093013>
 14. *Kiselev E.O., Bakharev N.N., Bulanin V.V., Gusev V.K., Khromov N.A., Kurskiev G.S., Minaev V.B., Miroshnikov I.V., Patrov M.I., Petrov A.V., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Schegolev P.B., Telnova A. Yu., Tokarev V.A., Tolstyakov S. Yu., Tikhmeneva E.A., Yashin A. Yu.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1383. 012003.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1383/1/012003>
 15. *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., Solovay V.A.* // Nucl. Fusion. 2022. V. 62. № 1. 016011.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac38c9>
 16. *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. 077015.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1400/7/077015>
 17. *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. Вып. 9. С. 28–43.
<https://doi.org/10.1134/S1063784207090058>
 18. *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. № 6. 066047.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa69e0>
 19. *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.* // Nucl. Fusion. 2006. V. 46. P. S625.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/46/8/S08>
 20. *Сахаров Н.В., Воронин А.В., Гусев В.К., Кавин А.А., Каменников С.Н., Лобанов К.М., Минаев В.Б., Новохоцкий А.Н., Патров М.И., Петров Ю.В., Щеголев П.Б.* // Физика плазмы. 2015. Т. 41. С. 1076
 21. *Тельнова А.Ю., Минаев В.Б., Панасенков А.А., Щеголев П.Б.* // Журнал технической физики. 2022. Т. 92. Вып. 4.
<https://doi.org/10.21883/JTF.2022.04.52240.292-21>
 22. *Galkin S.A., Ivanov A.A., Medvedev S. Yu., Poshekhnov Yu. Yu.* // Nuclear Fusion. 1997. V. 37. № 10. P. 1455.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/37/10/111>
 23. *Tkachenko E.E., Sakharov N.V., Kurskiev G.S.* // 21st ISTW 2022 Book of Abstracts. P. 5.
 24. *Курские Г.С., Жильцов Н.С., Коваль А.Н., Кorneв В.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.
<https://doi.org/10.21883/PJTF.2021.24.51799.19019>
 25. *Zhiltsov N.S.* // 2022 submitted to Nuclear Fusion
 26. *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. 012002.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/666/1/012002>
 27. *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. № 7. 077018.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1400/7/077018>
 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. № 12. 125010.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/abbe32>
 29. *Скрекель О.М., Бахарев Н.Н., Варфоломеев В.И., Гусев В.К., Ильясова М.В., Тельнова А.Ю., Хилькевич Е.М., Шевелев А.Е.* // ЖТФ. 2021. Т. 92. Вып. 1. С. 32–35.
<https://doi.org/10.21883/JTF.2022.01.51848.151-21>
 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., 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*

- va 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. // Nucl. Fusion. 2022. V. 62. № 4. 042009.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac27c7>
31. Pankin A., McCune D., Andre R., Bateman G., Kritz A. // Comput. Phys. Commun. 2004. T. 159. № 3. P. 157.
<https://doi.org/10.1016/j.cpc.2003.11.002>
32. 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., Zaditskiy G.V. // Nucl. Fusion. 2015. V. 55. № 4. 043023.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/4/043023>
33. Heidbrink W.W., Liu D., Luo Y., Ruskov E., Geiger B. // Commun. Comput. Phys. 2011. T. 10. C. 716.
<https://doi.org/10.4208/cicp.190810.080211a>
34. Pereverzev G., Yushmanov P.N. // Max-Planck Institute for Plasma Physics 2002 Max-Planck IPP Report 5/98
http://w3.pppl.gov/~hammett/work/2009/Astra_ocr.pdf
35. 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., Shchegolev P.B., Kiselev E.O. // Plasma Sci. Technol. 2019. V. 21(10). 105104.
<https://doi.org/10.1088/2058-6272/ab305f>
36. Houlberg W.A., Shaing K.C., Hirshman S.P., Zarnstorff M.C. // Phys. Plasmas. 1997. V. 4. 3230.
<https://doi.org/10.1063/1.872465>
37. Тюхменева Е.А., Бахареv Н.Н., Варфоломеев В.И., Гусев В.К., Жильцов Н.С., Киселев Е.О., Курскиеv Г.С., Минаев В.Б., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Сладкомедова А.Д., Тельнова А.Ю., Толстяков С.Ю., Щеголев П.Б. // Письма в ЖТФ. 2021. Т. 47. Вып. 2.
<https://doi.org/10.21883/PJTF.2021.02.50537.18471>