

УДК 533.9

ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ T_e И n_e В СФЕРИЧЕСКОМ ТОКАМАКЕ “ГЛОБУС-М2” МЕТОДОМ ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2024 г. Н. С. Жильцов^{a,*}, Г. С. Курскиев^a, В. А. Соловей^b, Е. Е. Ткаченко^a, С. Ю. Толстяков^a, И. М. Балаченков^a, Н. Н. Бахарев^a, В. И. Варфоломеев^a, А. В. Воронин^a, В. К. Гусев^a, В. А. Горяинов^a, В. В. Дьяченко^a, Н. В. Ермаков^a, А. А. Кавин^c, Е. О. Киселёв^a, А. Н. Коновалов^a, С. В. Крикунов^a, В. Б. Минаев^a, А. Б. Минеев^c, И. В. Мирошников^a, Е. Е. Мухин^a, А. Н. Новохацкий^a, М. И. Патров^a, Ю. В. Петров^a, А. М. Пономаренко^d, Н. В. Сахаров^a, О. М. Скрекель^a, В. В. Солоха^a, А. Ю. Тельнова^a, В. А. Токарев^a, Е. А. Тюхменева^a, С. В. Филиппов^a, Н. А. Хромов^a, П. Б. Щёголев^a, К. Д. Шулятьев^a, А. Ю. Яшин^a

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

^b НИЦ “Курчатовский институт” – ПИЯФ, Ленинградская обл., Гатчина, Россия

^c ЗАО НИИЭФА им. Д. В. Ефремова, Санкт-Петербург, Россия

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

* e-mail: nikita.zh@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 01.12.2023 г.

После доработки 25.12.2023 г.

Принята к публикации 28.12.2023 г.

Приведены результаты измерений пространственных распределений температуры и концентрации электронов в плазме токамака “Глобус-М2” с помощью диагностики томсоновского рассеяния. Диагностика обеспечивает измерения на протяжении всего разряда токамака, начиная с момента пробоя газа. Продемонстрирован анализ данных томсоновского рассеяния для определения положения последней замкнутой магнитной поверхности, магнитной оси плазмы и радиуса инверсии при пилообразных колебаниях. Приведены измерения во время внутреннего перезамыкания магнитных силовых линий и динамика пространственных распределений температуры, концентрации и давления электронов во время перехода плазмы в режим улучшенного удержания. Показаны измерения распределения температуры электронов диагностической томсоновской диагностики в обдирочном слое до 4 см за последней замкнутой магнитной поверхностью.

Ключевые слова: диагностика, высокотемпературная плазма, томсоновское рассеяние, токамак

DOI: 10.31857/S0367292124030027, **EDN:** RGIVDB

1. ВВЕДЕНИЕ

Информация о пространственном распределении температуры T_e и концентрации n_e электронов необходима для исследования удержания плазмы в замкнутых магнитных ловушках. Для сферического токамака единственным достоверным методом измерения T_e и n_e является диагностика томсоновского рассеяния (ТР) лазерного излучения. Метод основан на упругом рассеянии лазерного излучения на свободных электронах, при котором доплеровское уширение рассеянного спектра несёт информацию о T_e , а интенсивность рассеянного излучения пропорциональна n_e [1–3].

Основная сложность метода заключается в малой величине сечения ТР $\approx 6,65 \cdot 10^{-29} \text{ м}^{-2}$ одновременно с интенсивным фоновым излучением самой плазмы. Для увеличения отношения полезного сигнала к на-

копленному шуму от фоновой засветки применяют зондирование короткими (порядка 10 нс) импульсами с высокой энергией (порядка 1 Дж).

На токамаке “Глобус-М2” [1] диагностика томсоновского рассеяния [5, 6] — один из основных инструментов оперативного контроля состояния плазмы. Измерения диагностики ТР проводятся вдоль хорды зондирования в экваториальной плоскости [2]. Сигналы ТР регистрируются одновременно в 10 участках хорды зондирования. Они расположены от магнитной оси плазмы до последней замкнутой поверхности на стороне слабого магнитного поля.

С июня 2022 г. начаты регулярные измерения методом ТР параметров плазмы в дополнительной точке на стороне сильного магнитного поля (High Field Side — HFS). Пространственное разрешение диагностики ТР на токамаке “Глобус-М2” изменяется от 16 мм

вблизи магнитной оси до 20 мм на стороне слабого поля (Low Field Side — LFS). Для двух крайних точек около последней замкнутой магнитной поверхности на LFS пространственное разрешение улучшено до 10 мм. Длительность зондирующего импульса диагностики ТР составляет 10 нс на половине высоты, что определяет высокое временное разрешение.

Зондирующий лазер работает в стационарном режиме с частотой следования импульсов 330 Гц, что позволяет проводить измерения ТР на протяжении всего разряда токамака с периодом 3,03 мс. Данные диагностики ТР обрабатываются в режиме реального времени и поступают в систему управления токамаком с задержкой около 2 мс относительно зондирующего импульса [3].

Работа состоит из 5 разделов, включая разд. 1 — введение. В разд. 2 рассмотрена типичная динамика пространственных распределений $T_e(R)$ и $n_e(R)$ в разряде токамака “Глобус-М2”. Далее, в разд. 3, рассматриваются особенности $T_e(R)$ и $n_e(R)$ во время перехода в режим улучшенного удержания, а также представлены измерения $T_e(R)$ методом ТР в обдирочном слое. Раздел 4 содержит оценку положения плазмы по данным диагностики ТР и результаты совместного анализа данных магнитной диагностики и ТР. В разд. 5 приводится сравнительный анализ энергозапаса плазмы в режимах омического нагрева и с дополнительным нагревом нейтральной инжекцией. В заключительном разделе содержатся выводы из представленной работы.

2. ДИНАМИКА ТЕМПЕРАТУРЫ И КОНЦЕНТРАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА “ГЛОБУС-М2”

На рис. 1 приведены осциллограммы основных параметров разряда № 41114 токамака “Глобус-М2” с нейтральной инжекцией (Neutral Beam Injection — NBI) на стадии роста тока (рис. 1а). На рис. 1б приведена осциллограмма интенсивности мягкого рентгеновского излучения (Soft X-Ray — SXR), хорда наблюдения детектора лежит близко к экваториальной плоскости и проходит через магнитную ось плазменного шнура.

Интенсивность SXR связана с n_e и T_e в центральной области [4], которой соответствуют измерения диагностики ТР в точке с $R = 41$ см (рис. 1в). На стадии роста тока до 185 мс сигнал SXR монотонно растёт, концентрация в центре линейно увеличивается и профиль плотности обостряется.

На рис. 2 приведён пример динамики пространственного распределения $T_e(R)$ и $n_e(R)$ на начальной стадии рассматриваемого разряда токамака, где R — большой радиус. Пробой газа происходит на 110-й мс программы разряда. Диагностика ТР позволяет проводить достоверные измерения пространственного распределения концентрации $n_e(R)$ при $I_p = 11$ кА на ранней стадии разряда плазмы.

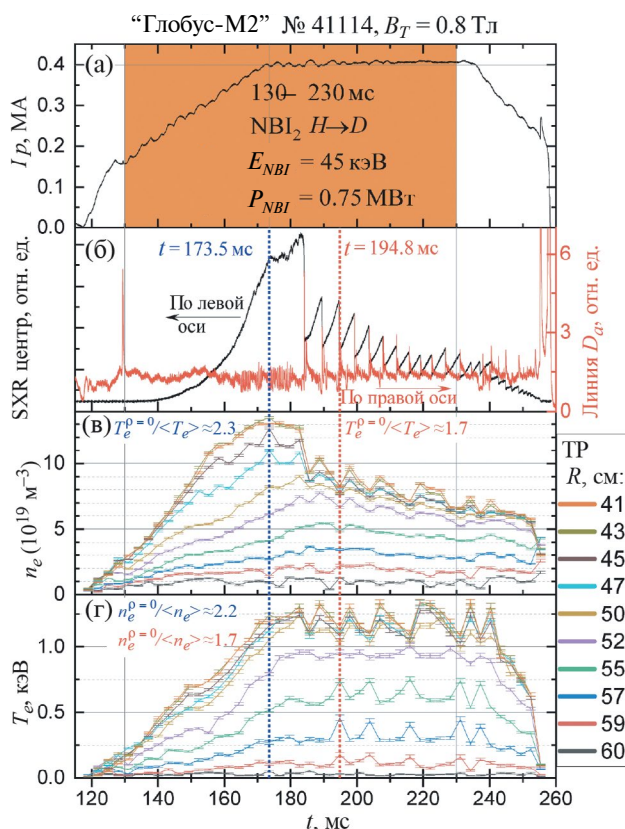


Рис. 1. Разряд № 41114 токамака “Глобус-М2” при тороидальном магнитном поле $B_T = 0.8$ Тл, рабочий газ — дейтерий: а) ток плазмы, оранжевым выделено время работы инжектора атомов водорода с энергией $E_{NBI} = 45$ кэВ и мощностью $P_{NBI} = 0.75$ МВт; б) сигнал мягкого рентгеновского излучения по левой шкале, детектором служит фотодиод за фильтром из бериллиевой фольги толщиной 50 мкм. Интенсивность излучения линии D_α по правой; в) локальная концентрация электронов, большой радиус точки измерения приведён в легенде справа; г) температура электронов.

На начальной стадии основная доля тока плазмы протекает по периферийному слою [5]. Соответственно омический нагрев локализован на периферии, максимум $T_e(R)$ — не на магнитной оси. На 130-й мс разряда начата инжекция пучка атомов [6] в плазму токамака, которая приводит к росту n_e и дополнительному нагреву электронов пучком. По мере диффузии тока плазмы к центру увеличивается $T_e^{\rho=0}$, где $\rho = 0$ — обозначение магнитной оси плазмы. Увеличение градиентов $T_e(R)$ и $n_e(R)$ говорит об улучшении удержания тепла и частиц.

Пространственное распределение $n_e(R)$ монотонно меняется от магнитной оси до периферии. Однако распределение $T_e(R)$ уплощено в центральной части плазменного шнура ($R \leq 50$ см, $r/a \leq 0.45$, где r — малый радиус точки измерения, a — малый радиус плазменного шнура). Это свидетельствует об ухудшении удержания тепла в центральной части ещё до развития пилообразных колебаний плазмы [7].

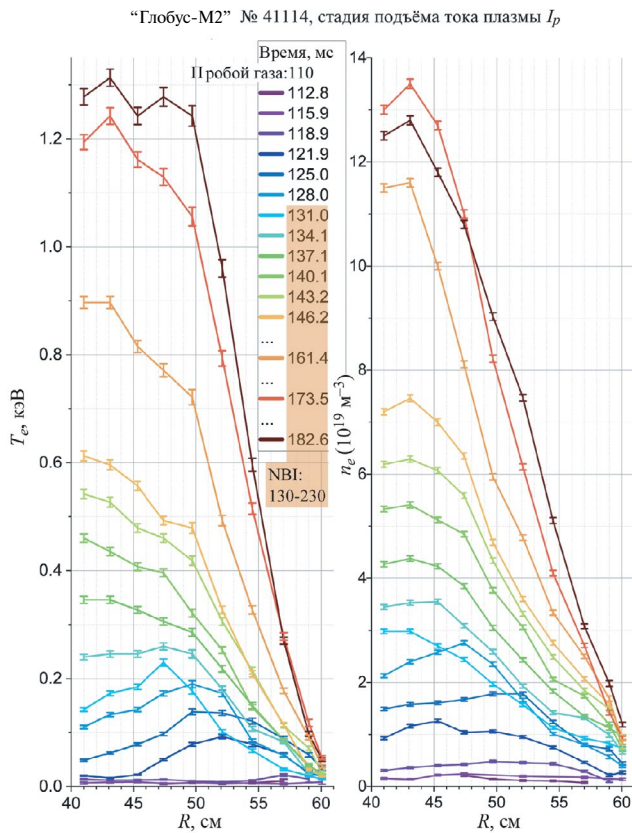


Рис. 2. Динамика пространственных распределений температуры (слева) и концентрации (справа) электронов на стадии роста тока в разряде № 41114 токамака “Глобус-М2”. Цветом обозначены разные моменты зондирования плазмы лазером диагностики томсоновского рассеяния: более ранние ближе к фиолетовому, поздние — к красному.

На 185-й мс происходит резкое падение интенсивности сигнала SXR (рис. 1) и величины центральной n_e , начинаются пилообразные колебания. Начало пилообразных колебаний вызвано появлением в плазме резонансной поверхности $q = 1$ [8], наличие которой может приводить к развитию кинк-неустойчивости. Срывы пилообразных колебаний сопровождаются вспышками интенсивности излучения линии D_α (рис. 1б), свидетельствующими о возникновении краевых неустойчивостей [9].

При возникновении пилообразных колебаний происходит резкое снижение $n_e^{\rho=0}$, уплощение распределения $n_e(R)$ и падение сигнала SXR. Последующий разброс n_e в центральной области обусловлен пилообразными колебаниями. Период пилообразных колебаний около 4.2 мс близок к периоду измерения диагностики ТР = 3.03 мс, что приводит к стробоскопическому эффекту на данных диагностики ТР и затрудняет их анализ. Пилообразные колебания модулируют значения локальной T_e (рис. 1в) во всём объёме плазменного шнура.

Внутри области с $R \leq 50$ см колебания T_e совпадают по фазе с колебаниями сигнала SXR из центральной области, для наружной области с $R \geq 55$ см колебания T_e происходят в противофазе. Перемешивание в центральной области во время пилообразных колебаний приводит к уширению пространственного распределения T_e . Отношение центральной температуры к средней по объёму $T_e^{\rho=0} / \langle T_e \rangle$ до начала пилообразных колебаний (173,5 мс) составляет 2.2, во время колебаний (194,8 мс) снижается до значения 1.7.

На рис. 3 детально рассмотрен стационарный участок разряда № 41114, на котором происходят пилообразные колебания. Измерения диагностики ТР попадают на разные фазы колебания, моменты зондирования и фазы пилообразных колебаний показаны на рис. 3а. Между этими моментами динамика $T_e^{\rho=0}$ (рис. 3б) дополнена при помощи совместного анализа измерений SXR спектрометра и данных диагностики ТР [4]. Температура в центральной области линейно возрастает между срывами пилообразного колебания. Для анализа пространственных распределений $T_e(R)$ и $n_e(R)$ во время пилообразных колебаний измерения разделены на две группы: до срыва пилообразного колебания (синие) и после (красные).

Распределение $T_e(R)$ на одинаковой фазе колебания хорошо воспроизводится в пределах оценки погрешности измерения (рис. 3в). Перед срывом температура электронов в центральной области возрастает, распределение $T_e(R)$ обостряется. В момент срыва пилообразного колебания происходит нарушение вложенной структуры магнитных поверхностей в центре и перенос частиц из центральной области плазмы наружу за радиус инверсии R_{inv} . Это вызывает рост T_e снаружи R_{inv} и уплощение распределения $T_e(R)$ внутри R_{inv} .

Путём сравнения $T_e(R)$ до и после срыва можно определить $R_{inv} = 51.5$ см в данном разряде токамака. Ему соответствует значение нормированного малого радиуса r/a около 0.58, т.е. более половины плазменного шнура. Такой масштабный процесс приводит к потере энергии из зоны удержания плазмы, что выражается в снижении энергозапаса электронов $W_e = 1.5 \int_V (T_e n_e) dV$ на 10% при каждом срыве пилообразных колебаний.

Временное разрешение диагностики ТР (10 нс) позволяет проводить измерения распределения $T_e(R)$ и $n_e(R)$ во время глобальных срывов плазмы [10] и во время развития внутренних перезамыканий магнитных силовых линий (Internal Reconnection Event — IRE). На сферических токамаках, в отличие от токамаков с большим аспектным отношением, IRE обычно не приводит к глобальному срыву разряда [11].

Однако, аналогично срыву пилообразного колебания, при IRE происходит нарушение вложенной структуры магнитных поверхностей, но оно затрагивает

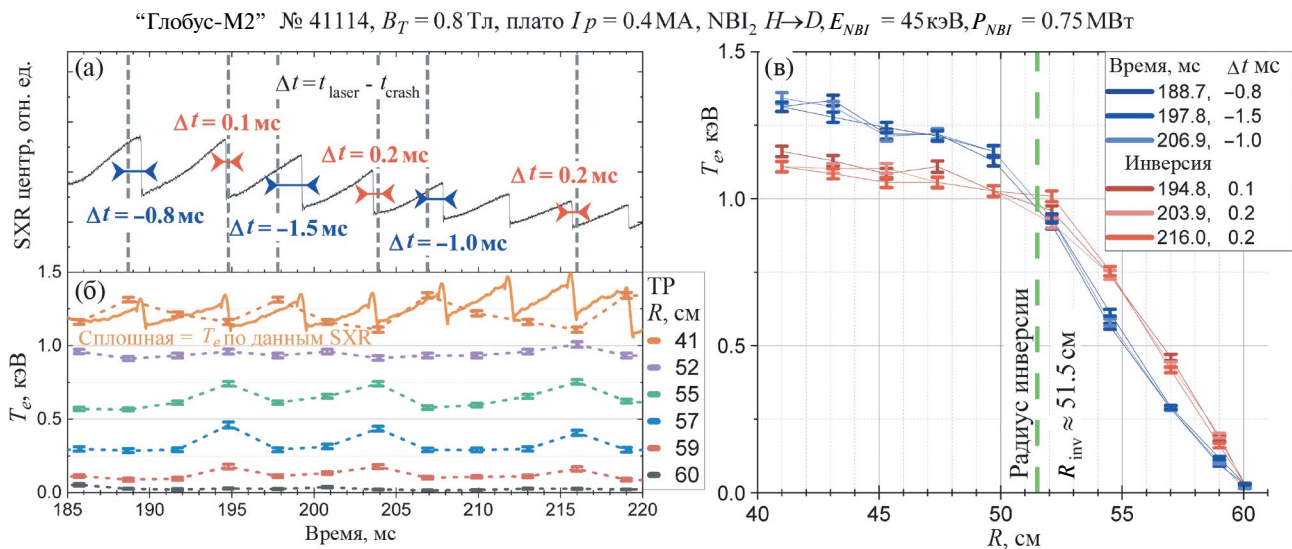


Рис. 3 Пилообразные колебания на стационарной стадии разряда № 41114 токамака “Глобус-М2”: а) сигнал мягкого рентгеновского излучения. Вертикальными линиями показаны моменты измерения диагностики ТР. Горизонтальными стрелками показана задержка между измерением диагностики ТР и ближайшим срывом пилообразного колебания: синие — при измерении перед срывом, красные — после; б) динамика температуры электронов. Точки — данные диагностики ТР, сплошная линия — оценка центральной температуры совместно с данными фольгового полихроматора мягкого рентгеновского излучения. Цвет соответствует пространственной точке, указанной в легенде; в) профили температуры электронов, измеренные перед срывом пилообразного колебания (синие) и после (красные). Зелёная штриховая вертикаль соответствует положению радиуса инверсии.

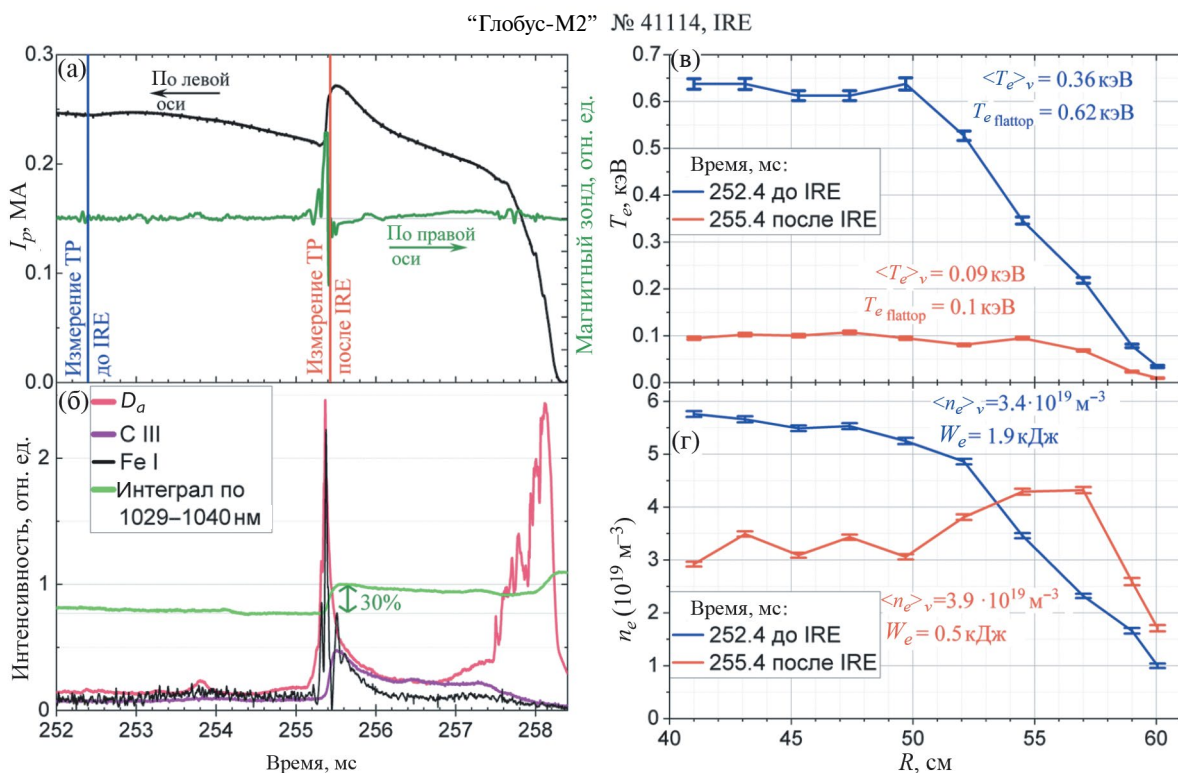


Рис. 4. Перезамыкание магнитных линий (IRE) на 255 мс в завершающей стадии разряда № 41114 токамака “Глобус-М2”: а) осциллограмма тока плазмы по левой шкале. Синяя и красная вертикали — моменты зондирования диагностики ТР. По правой шкале зелёным отложен сигнал наружного МГД зонда; б) интенсивность излучения линий D_α , CIII, FeI и в диапазоне 1029–1040 нм; в) профили температуры электронов до перезамыкания (синий) и непосредственно после (красный); г) профили концентрации электронов.

всю область удержания [12]. Это приводит к резкому изменению внутренней индуктивности плазменного шнура и характерному резкому увеличению тока плазмы.

В разряде “Глобус-М2” № 41114 IRE происходит на 255-й мс при выводе тока плазмы (рис. 4а). Интенсивность излучения линии D_α при IRE (рис. 4б) в 5 раз выше, чем во время пилообразных колебаний и сравнима с интенсивностью во время окончательного срыва разряда. Также наблюдаются сильные вспышки излучения углерода и железа. Существенный прирост интенсивности тормозного излучения сохраняется и после IRE, что свидетельствует о повышении эффективного заряда плазмы [13] из-за проникновения примеси в область удержания.

Результаты измерений диагностики ТР показывают, что при IRE средняя по объёму температура электронов $\langle T_e \rangle_V$ снижается на 75%. Распределение $T_e(R)$ уплощается во время IRE (рис. 4в) вплоть до $R < 55$ см ($r/a > 0.75$). Таким образом, плато $T_e(R)$

шире, чем R_{inv} при срыве пилообразных колебаний: R_{inv} около 51.5 см (r/a около 0.58). Из-за взаимодействия со стенкой средняя по объёму концентрация электронов $\langle n_e \rangle_V$ возрастает, несмотря на значительное падение центральной концентрации (рис. 4г). Распределение $n_e(R)$ имеет максимум на периферии $R_{max} \geq 55$ см из-за поступления примеси в плазму. Итого, в результате IRE за короткое время около 0.2 мс теряется более 70% запасённой в электронах энергии, что создаёт высокую нагрузку на обращённую к плазме поверхность.

3. ДИНАМИКА ПЕРЕХОДА В РЕЖИМ УЛУЧШЕННОГО УДЕРЖАНИЯ, ПЕРИФЕРИЙНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ

На токамаке “Глобус-М2” во время нейтральной инжекции плазма, как правило, переходит из режима плохого удержания (Low confinement, или L-mode) в режим улучшенного удержания (H-mode) [14]. В качестве примера на рис. 5 приведены параметры разряда

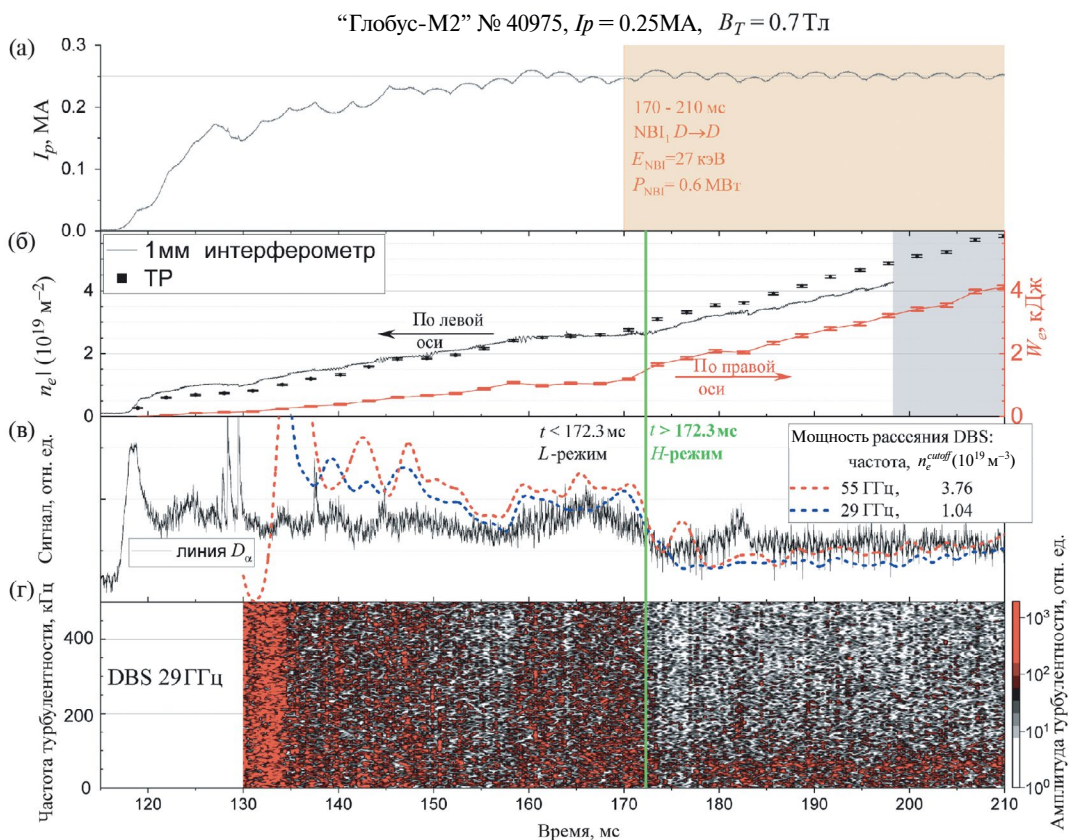


Рис. 5. Динамика разряда № 40975 токамака “Глобус-М2” при токе плазмы 0.25 МА и тороидальном магнитном поле 0.7 Тл с переходом в режим улучшенного удержания: а) ток плазмы. Выделено время работы инжектора НИ-1: дейтерий, момент включения 170 мс, энергия 27 кэВ, мощность 0.6 МВт; б) черным по левой шкале — динамика линейной концентрации электронов вдоль вертикальной хорды $R = 42$ см. Точки — данные диагностики ТР, сплошная линия — измерения микроволнового интерферометра. Красным по правой шкале показан энергозапас электронного компонента. Зелёная вертикаль обозначает момент L–H-перехода; в) чёрный — осциллограмма интенсивности излучения линии D_α . Красная и синяя штриховые линии — мощность сигнала доплеровского рассеяния на частотах 55 и 29 ГГц соответственно; г) спектрограмма турбулентности периферийной плазмы, измеренная методом доплеровского рассеяния волны с частотой 29 ГГц. По вертикали отложена частота турбулентности, цветом — интенсивность.

№ 40975, где переход в режим улучшенного удержания происходит на 172.3-й мс разряда, практически сразу после начала инъекции на 170-й мс разряда. О переходе в режим улучшенного удержания свидетельствуют [15]: излом (скачкообразное изменение производной) на осциллограмме среднехордовой концентрации и энергозапаса электронов (рис. 5б), падение интенсивности излучения линии D_α (см. рис. 5в), падение интегральной амплитуды флуктуаций концентрации в периферийной области плазмы (мощность сигнала доплеровского обратного рассеяния (ДОР) [16]) (см. рис. 5в).

Мощность сигнала ДОР снижается на 60% в каналах с отсечками $1.0 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ (вблизи последней замкнутой магнитной поверхности) и $3.8 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ (2–10 см внутри LCFS). Спектрограмма сигнала ДОР для отсечки $1.0 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ (рис. 5г) демонстрирует падение турбулентности в диапазоне частот от 100 до 500 кГц, низкочастотные флуктуации сохраняются.

Промежутка времени в 3.03 мс между зондирующими импульсами диагностики ТР достаточно для разрешения динамики профилей $T_e(R)$ и $n_e(R)$ во время L–H-перехода (рис. 6). В режиме улучшенного удержания особый интерес представляет область на периферии плазменного шнура, где формируется транспортный барьер. Для удобства интерпретации, пространственные распределения на рис. 6 построены относительно величины $R - R_{LCFS}$.

Величина R_{LCFS} соответствует точке пересечения последней замкнутой магнитной поверхности (LCFS) и экваториальной плоскости на наружном обходе и рассчитывается с помощью алгоритма подвижных токовых колец [17]. Первые три профиля (синие) измерены до перехода в режим улучшенного удержания и демонстрируют хорошую воспроизводимость измерений. После начала инъекции температура электронов в центральной области возрастает [18]. При этом в области последней замкнутой магнитной поверхности профили $T_e(R)$ сохраняются неизменными и после L–H-перехода.

После перехода в режим улучшенного удержания на профиле $n_e(R)$ (рис. 6б) наблюдается увеличение градиента концентрации в области последней замкнутой магнитной поверхности. Величина $n_e(R_{LCFS})$ при L–H-переходе возрастает с $1.7 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ до $2.1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, профили $n_e(R)$ уплощаются. Соответственно давление электронов в центральной точке $P_e^{p=0}$ (рис. 6в) возрастает на 20% из-за увеличения центральной T_e . Одновременно происходит существенное уширение пространственного распределения $P_e(R)$ за счёт уплощения профиля $n_e(R)$: параметр $P_e^{p=0} / \langle P_e \rangle_V$ спадает от 6.1 до 3.7, где $\langle P_e \rangle_V$ — среднее по объёму давление. Проявление периферийного транспортного барьера на профилях концентрации, но не на профилях температуры характерно для установок “Глобус-М” [19], “Глобус-М2”, MAST [20] и др.

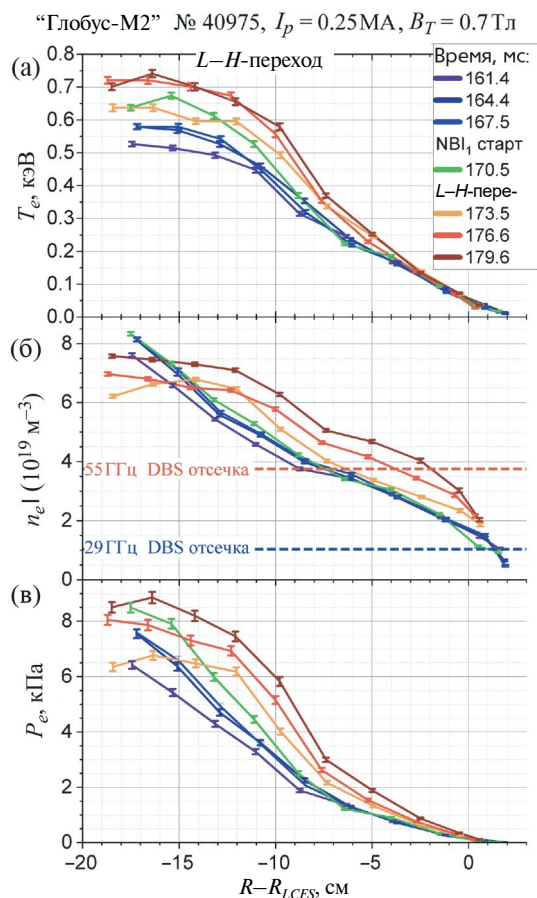


Рис. 6. Динамика L–H-перехода в разряде № 40975 токамака “Глобус-М2” при токе плазмы 0.25 МА и тороидальном магнитном поле 0.7 Тл. Цветом обозначен момент зондирования от более ранних (синих) к поздним (красным). Пространственные распределения параметров электронов отложены относительно расстояния до последней замкнутой магнитной поверхности; а) температура электронов; б) концентрация электронов. Штриховые горизонтальные линии соответствуют отсечкам для зондирующих волн доплеровской рефлектометрии: $3.8 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ для 55 ГГц и $1.0 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ для 29 ГГц; в) давление электронов.

Одной из проблем работы токамака с диверторной конфигурацией плазмы является высокая плотность тепловой мощности в области выхода LCFS на диверторные пластины — самую нагруженную часть обращённой к плазме поверхности. Измерение плотности мощности, поступающей в дивертор, необходимо для обеспечения безопасности токамака. Плотность тепловой мощности на диверторных пластинах зависит в том числе от T_e , n_e и ширины их распределений за последней замкнутой магнитной поверхностью.

Диагностический комплекс ТР на токамаке “Глобус-М2” позволяет проводить измерения с высоким пространственным разрешением в том числе снаружи от LCFS — в обдирочном слое (Scrape Off

Layer — SOL). На рис. 7 приведены измерения T_e в трёх омических разрядах, в которых на стадии плато тока плазменный шнур в соответствии с программой управления прижимался к центральному столбу. Такая схема эксперимента обеспечила существенное движение последней замкнутой магнитной поверхности относительно неподвижных точек наблюдения диагностики ТР. При умеренной величине n_e около 10^{19} м^{-3} и существенно сниженной энергии зондирования $E_{las} = 0.7 \text{ Дж}$ (максимальная $E_{las} = 3.0 \text{ Дж}$) были проведены достоверные измерения ТР в SOL вплоть до 4 см за пределы LCFS.

4. СОВМЕСТНЫЙ АНАЛИЗ ДАННЫХ ТР И МАГНИТНОЙ ДИАГНОСТИКИ

Для интерпретации экспериментальных данных диагностик плазмы необходима информация о магнитной структуре плазменного шнура во время измерений. Требуется знать координаты магнитной оси R_0 и Z_0 , положение LCFS и структуру поверхностей равного магнитного потока. Положение и форму LCFS на токамаке “Глобус-М2” рассчитывают с помощью алгоритма подвижных токовых колец [17] на основе данных магнитной диагностики [2], модели расположения обмоток токамака и модели проводимости вакуумной камеры.

Диагностика ТР позволяет определять положение последней замкнутой магнитной поверхности на внешней стороне тора в экваториальной плоскости R_{LCFS} ($Z = 0$). На рис. 7 приведены результаты

измерений ТР, точка перегиба профиля $T_e(R)$ при $R = R_{LCFS}$ обусловлена различием в переносе тепла на замкнутых и разомкнутых магнитных поверхностях. Положение точки перегиба, измеренное диагностикой ТР, совпадает с R_{LCFS} , рассчитанным алгоритмом подвижных токовых колец на стационарной фазе разряда токамака.

Однако в определённых режимах работы токамака достоверность данных магнитной диагностики снижается [21], например, на начальной стадии разряда I_p мал, присутствуют большие наведённые токи по вакуумной камере, и плазменный шнур удалён от датчиков магнитного потока. На рис. 8 приводится пример стадии роста тока плазмы со скоростью 8 МА/с до 0.2 МА в разряде № 43220 токамака “Глобус-М2”, пробой газа в разряде произведён на 110-й мс.

Для четырёх моментов времени на рис. 8а приведены положения LCFS, определённые алгоритмом подвижных токовых колец. На 137-й мс разряда плазменный шнур с полным током $I_p = 78 \text{ кА}$ пересекает экваториальную плоскость на расстоянии $R_{LCFS} = 43.3 \text{ см}$. При этом зазоры до вакуумной камеры составляют более 20 см от наружной стенки по большому радиусу и более 30 см по вертикали.

По мере роста тока плазменный шнур расширяется по большому радиусу, достигая $R_{LCFS} = 59.2 \text{ см}$ на 152.1-й мс разряда. Пространственное разрешение диагностики ТР не зависит от параметров разряда, а положение точек наблюдения проверяется прямыми измерениями расстояния внутри вакуумной камеры.

Таким образом, диагностика ТР позволяет достоверно отслеживать положение плазменного шнура по измеренному пространственному распределению давления электронов $P_e(R)$ (рис. 8б). Для 137-й мс разряда (см. рис. 8б) фиолетовый три точки наблюдения ТР попадают внутрь расчётного значения $R_{LCFS} = 43,3 \text{ см}$. Однако по данным диагностики ТР для 137-й мс точка $R = 29 \text{ см}$ находится внутри LCFS, а точки $R = 40 \text{ см}$ и $R = 42 \text{ см}$ — снаружи (см. рис. 8б).

Критериями, по которым проводится оценка попадания точки измерения ТР внутрь LCFS, являются величина градиента P_e и значение T_e . Для примера на рис. 8б фиолетовым штрихпунктиром приведено распределение $P_e(R)$, ожидаемое для $R_{LCFS} = 43.3 \text{ см}$. В данных условиях алгоритм подвижных токовых колец превышает значение R_{LCFS} более чем на 3 см. На 143-й мс ток плазмы составляет 129 кА и $R_{LCFS} = 50.4 \text{ см}$, соответствующее ожидаемое пространственное распределение $P_e(R)$ ближе к экспериментальному: различие составляет менее 1 см. Начиная со 146.1-й мс разряда ток плазмы превышает 148 кА, плазменный шнур приближается к наружной стенке, и положение LCFS по данным

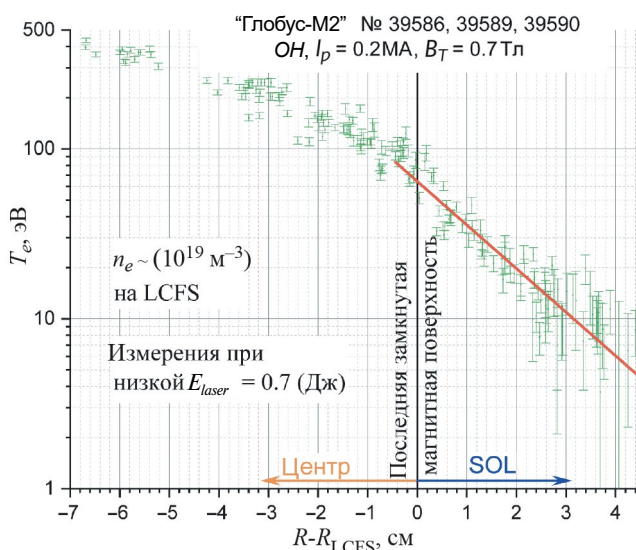


Рис. 7. Пространственное распределение температуры электронов в области последней замкнутой магнитной поверхности (LCFS). По горизонтальной оси отложено расстояние от точки измерения до LCFS на внешнем обходе в экваториальной плоскости. Красным показана экспоненциальная аппроксимация всех экспериментальных точек снаружи LCFS.

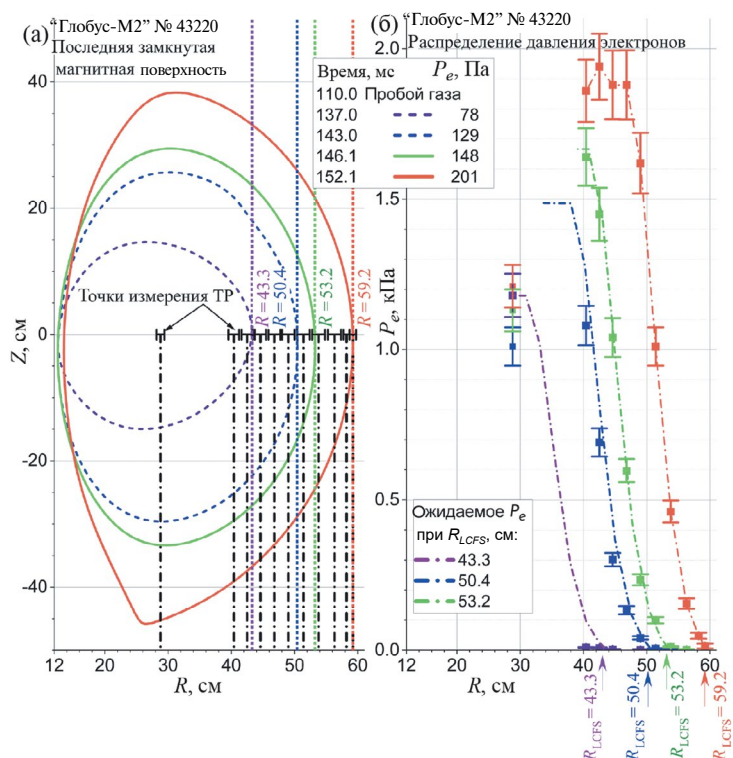


Рис. 8. Динамика положения плазменного шнура в разряде № 43220 токамака “Глобус-М2”: а) последняя замкнутая магнитная поверхность в соответствующие моменты времени, определённая алгоритмом подвижных токовых колец. Чёрным показано положение и размер областей наблюдения диагностики ТР в экваторе; б) пространственное распределение давления электронов для разных моментов; точки — экспериментальное значение, штрихпунктир — ожидаемое значение для R_{LCFS} согласно алгоритму подвижных токовых колец.

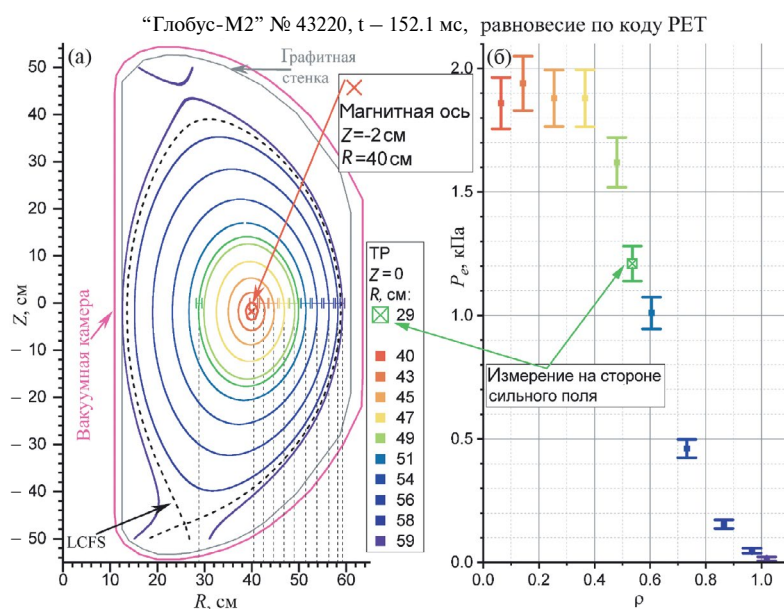


Рис. 9. Реконструкция магнитного равновесия на 152.1-й мс разряда № 43220 токамака “Глобус-М2”: а) сплошной фиолетовой линией показана вакуумная камера токамака в полоидальном сечении, сплошной серой линией — обращённая к плазме графитовая поверхность, пунктирной линией показана последняя замкнутая магнитная поверхность. Красный крест соответствует положению магнитной оси. Через центр каждой области наблюдения ТР проведена магнитная поверхность своего цвета. Координаты центров областей наблюдения ТР приведены в легенде; б) профиль давления электронов в зависимости от нормированного полоидального магнитного потока. Закрашенные точки соответствуют измерениям на стороне слабого поля, поляя — на стороне сильного поля.

диагностики ТР совпадает с расчётным значением алгоритма подвижных токовых колец.

Зная положение последней замкнутой магнитной поверхности, с помощью кодов ruGSS [21] и PET [22] производят реконструкцию структуры внутренних магнитных поверхностей. Диагностика ТР позволяет верифицировать полученную карту магнитного потока в предположении сохранения величины P_e на поверхности равного магнитного потока. Для верификации используются точки измерения ТР на стороне сильного магнитного поля (HFS).

На рисунке 9а приведена реконструкция магнитных поверхностей, выполненная при помощи кода PET для момента измерения ТР. Через центр каждой области наблюдения диагностики ТР проводится поверхность равного магнитного потока. Каждой поверхности присваивается значение P_e , измеренное в экваториальной плоскости. Так измерения ТР по обе стороны от магнитной оси проецируются в координаты магнитных поверхностей $\rho = \sqrt{(\Psi_p - \Psi_p^{axis}) / (\Psi_p^{LCFS} - \Psi_p^{axis})}$ (рис. 9б), где Ψ_p — расчётный полоидальный магнитный поток, а Ψ_p^{axis} и Ψ_p^{LCFS} — его значения в центре и на границе плазменного шнура соответственно. Контрольная точка измерения $R = 29$ см на HFS ложится между точками $R = 49$ см и $R = 51$ см на LFS.

Расположение контрольной точки в области сильного градиента повышает чувствительность проекции к погрешности определения структуры магнитных поверхностей. Монотонность совокупного распределения $P_e(\rho)$ свидетельствует о корректной реконструкции магнитных поверхностей и положения магнитной оси. Измерение распределения $P_e(R)$ по обе стороны магнитной оси также позволяет определять R_0 по максимуму на $P_e(R)$.

5. СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ЭНЕРГОЗАПАСА НА ОСНОВЕ ДАННЫХ ДИАГНОСТИКИ ТР

Путём интегрирования $P_e(R)$ по объёму плазмы внутри LCFS вычисляется величина запасённой в электронном компоненте энергии W_e . Анализ W_e совместно с электротехническими измерениями плазменного диамагнитного потока $W_{dia} = W_e + W_i + W_{fast}$ позволяет оценить энергозапас в ионном компоненте $W_i + W_{fast}$, основываясь на данных ТР [18]. Если доступны измерения ионного энергозапаса W_i , можно оценить величину вклада надтепловых поперечных частиц W_{fast} в энергобаланс.

На рисунке 10 приведены центральная температура электронов $T_e^{\rho=0}$ и W_e в зависимости от среднехордовой концентрации электронов $\langle n_e \rangle_l$ для разрядов с дополнительным нагревом нейтральной инжекцией (NBI) и режима исключительно омиче-

ского нагрева. Наличие пилообразных колебаний в разрядах токамака “Глобус-М2” приводит к сильному разбросу значений $T_e^{\rho=0}$.

В омическом режиме при низких концентрациях $T_e^{\rho=0}$ возрастает с увеличением концентрации до $2-3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. При концентрациях более $3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ в омическом режиме $T_e^{\rho=0}$ монотонно снижается. Интегральная величина энергозапаса в электронах W_e демонстрирует два участка линейного роста с изломом также в области $\langle n_e \rangle_l = 2-3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. W_e круче возрастает на первом участке до величины 2.5 кДж.

Более пологий второй участок достигает 3.2 кДж при $\langle n_e \rangle_l = 8 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. При концентрациях менее $2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, по всей видимости, плазма находится в режиме линейного омического удержания энергии (Linear Ohmic Confinement — LOC), где основные потери тепловой энергии определяются неустойчивостью на запертых электронах (Trapped Electron Mode — TEM) [23].

С ростом $\langle n_e \rangle_l$ увеличивается столкновительность, TEM стабилизируется, и $T_e^{\rho=0}$ возрастает. При дальнейшем повышении концентрации увеличивается теплообмен электронов с ионами, ионный канал потерь энергии начинает давать существенный вклад в энергобаланс [24], и $T_e^{\rho=0}$ вновь убывает. Излом на зависимости W_e от концентрации может быть косвенным свидетельством перехода из LOC в режим насыщенного омического удержания энергии (Saturated Ohmic Confinement — SOC). Положение излома можно сравнить с эмпирическим выражением (neo-Alcator scaling) для LOC–SOC перехода [25]. Оценка критической концентрации перехода LOC–SOC составляет $3.6-4.9 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, что превышает концентрацию, при которой происходит излом на зависимости W_e на рис. 10б.

Дополнительный нагрев плазмы методом нейтральной инжекции позволяет достичь двукратного повышения $T_e^{\rho=0}$ в области высоких концентраций: при $\langle n_e \rangle_l = 8 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ $T_e^{\rho=0}$ составляет 1.2 кэВ. При низких концентрациях $\langle n_e \rangle_l = 1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ температура и энергозапас электронов совпадает для омического режима и режима с NBI. Но, в отличие от режима омического нагрева, участок линейного роста W_e с увеличением концентрации продолжается вплоть до $\langle n_e \rangle_l = 1 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$, где W_e достигает 9 кДж. На основе измеренных диагностикой ТР распределений $T_e(R)$ и $n_e(R)$ готовится подробный анализ энергобаланса плазмы токамака “Глобус-М2” в режимах омического нагрева и с нейтральной инжекцией, включая исследование зависимости времени удержания энергии, поглощённой мощности и мощности передачи энергии между электронами и ионами.

“Глобус-М2” $B_T = 0.8$ Тл, $I_p = 0.4$ МА

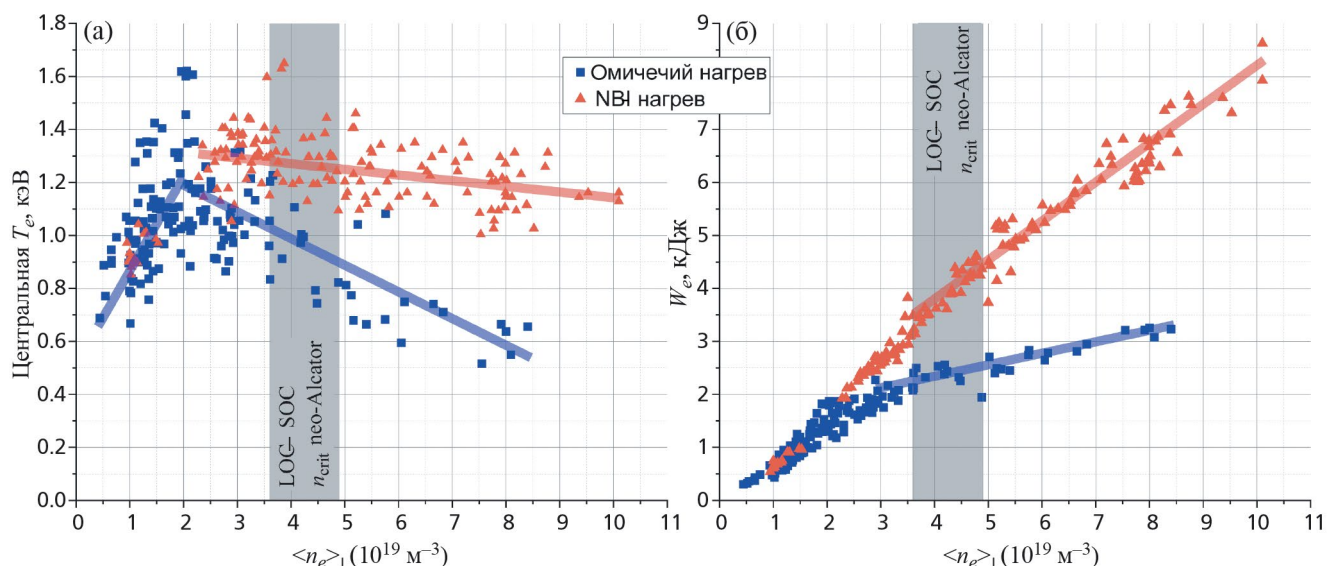


Рис. 10. Зависимость а) температуры электронов в центральной области плазмы и б) энергозапаса электронов от средней концентрации электронов. Синие квадратные точки соответствуют разрядам с исключительно омическим нагревом, красные треугольники — разрядам с дополнительным нагревом нейтральной инжекцией. По абсциссе отложена средняя концентрация электронов $\langle n_e \rangle_1$ на вертикальной хорде $R = 42$ см с характерной длиной $l \approx 0.7$ м. Серым выделена оценка положения перехода LOC–SOC согласно эмпирическому выражению (neo-Alcator scaling).

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Диагностика томсоновского рассеяния на токамаке “Глобус-М2” обеспечивает мониторинговые измерения локальных значений температуры и концентрации электронов. Диагностика работает на протяжении всего разряда токамака с интервалом между измерениями 3.03 мс.

Обработанные данные диагностики поступают в систему управления токамаком в режиме реального времени. Диагностика томсоновского рассеяния обеспечивает достоверные измерения при токе плазмы от 11 кА, позволяя определять положения пробоя. Высокое временное разрешение диагностики (10 нс) делает возможным исследование быстрых процессов, включая срывы пилообразных колебаний, срывы разряда и краевые неустойчивости плазмы.

Продемонстрирована динамика профилей $T_e(R)$, $n_e(R)$ и $P_e(R)$ при переходе плазмы токамака “Глобус-М2” в режим улучшенного удержания. Диагностика обеспечивает измерения T_e и n_e в обдирочном слое вплоть до 4 см за последней замкнутой магнитной поверхностью. Экваториальная геометрия измерения диагностики томсоновского рассеяния даёт возможность верифицировать положение границы плазмы и её магнитной оси. От работоспособности диагностики томсоновского рассеяния зависят основные направления исследований на установке “Глобус-М2”: нагрев и генерация тока пучком/пуч-

ками атомов, безындукционное поддержание тока плазмы волнами в ниже-гибридном диапазоне частот, исследования мелкомасштабных неустойчивостей плазмы.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Эксперименты выполнены на УНУ “Сферический токамак “Глобус-М””, входящей в состав ФЦКП “Материаловедение и диагностика в передовых технологиях”. Подготовка оборудования диагностики ТР (разд. 1) частично финансировалась при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках государственного задания FFUG-2024-0034. Исследования пилообразных колебаний плазмы (разд. 2) проведены в рамках гранта РНФ 24-12-00162. Измерения профилей T_e и n_e в динамике перехода в режим улучшенного удержания (разд. 3) проведены в рамках гранта РНФ 23-72-00024. Исследования в разд. 4 проведены в рамках государственного задания (тема 0034-2024-0028), эксперименты с дополнительным нагревом (разд. 5) — в рамках государственного задания (тема 0034-2021-0001).

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., 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., Sladkomedova A. D., Solokha V. V., Tanchuk V. N., Telnova A. Yu., Tokarev V. A., Tolstyakov S. Yu. и Zhilin E. G. // Nucl. Fusion, 2017.
2. 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., Мельник А.Д., Минаев В.Б., Минеев А.Б., Мирошников И.В., Мухин Е.Е., Новохацкий А.Н., Петров А.В., Пономаренко А.М., Сахаров Н.В., Скрекель О.М., Соломахин А.Е., Солоха В.В., Тельнова А.Ю., Ткаченко Е.Е., Токарев В.А., Толстяков С.Ю., Тюхменева Е.А., Хилькевич Е.М., Хромов Н.А., Чернышев Ф.В., Шевелев А.Е., Щёголев П.Б., Шулятьев К.Д. и Яшин А.Ю. // Физика плазмы, 2023. Т. 49. № 12. С. 1249.
 3. Жильцов Н.С., Курские Г.С., Соловей В.А., Гусев В.К., Кавин А.А., Киселёв Е.О., Минаев В.Б., Мухин Е.Е., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Солоха В.В., Новохацкий А.Н., Ткаченко Е.Е., Толстяков С.Ю., Тюхменева Е.А. // Письма в ЖТФ, 2023. Т. 49, № 16.
 4. Ткаченко Е.Е., Курские Г.С., Жильцов Н.С., Воронин А.В., Горяинов В.Ю., Мухин Е.Е., Толстяков С.Ю., Варфоломеев В.И., Гусев В.К., Минаев В.Б., Новохацкий А.Н., Патров М.И., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Киселёв Е.О., Щёголев П.Б. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2021. Т. 44. № 3.
 5. Keeling D., Akers R., de Bock M.F.M., Challis C.D., Michael C., Patel A., the MAST team // 38th EPS Conference on Plasma Physics, " в Test of current diffusion modelling in MAST current ramp-up, 2011.
 6. Щёголев П.Б., Минаев В.Б., Тельнова А.Ю., Варфоломеев В.И., Гусев В.К., Есипов Л.А., Жильцов Н.С., Колмогоров В.В., Кондаков А.А., Мирошников И.В., Панасенков А.А., Сорокин А.В. и Шиховцев И.А. // Физика Плазмы. 2023. Т. 749. № 12. С.1293.
 7. Jardin S. C., Krebs I., Ferraro N. // Phys. Plasmas 27, 032509 (2020). <https://doi.org/10.1063/1.5140968>
 8. Курские Г.С., Гусев В.К., Толстяков С.Ю., Березуцкий А.А., Буланин В.В., Варфоломеев В.И., Кочергин М.М., Минаев В.Б., Мухин Е.Е., Патров М.И., Петров А.В., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Семёнов В.В., Яшин А.Ю. и Хромов Н.А., "Формирование внутренних транспортных барьеров в токамаке "Глобус-М" в режиме с ранним включением нейтрального пучка". Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. Вып. 23.
 9. Bulanin V. V., Kurskiev G. S., Solokha V. V., Yashin A. Yu. and Zhiltsov N. S. // Plasma Phys. Control. Fusion 2021. V. 63. 122001. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/ac36a4>
 10. Сахаров Н.В., Кавин А.А., Минеев А.Б., Бахарев Н.Н., Бондарчук Э.Н., Гусев В.К., Жильцов Н.С., Киселёв Е.О., Курские Г.С., Минаев В.Б., Петров Ю.В., Родин И.Ю., Скрекель О.М., Тельнова А.Ю., Ткаченко Е.Е., Токарев В.А., Тюхменева Е.А. и Щёголев П.Б. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 1337.
 11. Сайкс А. // Журнал технической физики, 1999. Т. 69, № 9.
 12. Hayashi T., Mizuguchi N., Watanabe T.H., Todo Y., Sato T. и Complexity Simulation Group // Nuclear Fusion, V. 40, 721, <https://doi.org/10.1088/0029-5515/40/3Y/337>
 13. Тюхменева Е.А., Бахарев Н.Н., Варфоломеев В.И., Гусев В.К., Жильцов Н.С., Киселев Е.О., Курские Г.С., Минаев В.Б., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Сладкомедова А.Д., Тельнова А.Ю., Толстяков С.Ю. и Щёголев П.Б. // Письма в ЖТФ, 2021. Т. 47, вып. 2. <https://doi.org/10.21883/PJTF.2021.02.50537.18471>
 14. 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., Kriukov 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. и Solovay V. A. // Nucl. Fusion. 2022. 62016011.
 15. Yashin A. Yu., Bulanin V. V., Gusev V. K., Kurskiev G. S., Minaev V. B., Patrov M. I., Petrov A. V., Petrov Yu. V. и Ponomarenko A. M. // FEC2020. <https://doi.org/10.13140/RG.2.2.14491.39203>
 16. Ponomarenko A., Yashin A., Kurskiev G., Minaev V., Petrov A., Petrov Yu., Sakharov N. и Zhiltsov N. // Sensors 2023, 23, 830. <https://doi.org/10.3390/s23020830>
 17. Vasiliev V.I., Kostsov Yu. A., Lobanov K. M., Makarova L. P., Mineev A. B., Gusev V. K., Levin R. G., Petrov Yu. V. и Sakharov N. V. // Nucl. Fusion. 2006. V. 46 S625, <https://doi.org/10.1088/0029-5515/46/8/S08>
 18. 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., Щёголев П.Б., Балаченков И.М., Варфоломеева В.И., Воронин А.В., Горяинова В.Ю., Дьяченко В.В., Жилин Е.Г., Ильясова М.В., Кавин А.А., Коновалов А.Н., Крикунов С.В., Лобанов К.М., Мельника А.Д., Минеев А.Б., Новохацкий А.Н., Патрова М.И., Петрова А.В., Пономаренко А.М., Скрекель О.М., Соловей В.А., Солоха В.В., Ткаченко Е.Е., Токарев В.А., Толстяков С.Ю., Тюхменев 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. № 4. С. 305.
 19. Kurskiev G. S., Gusev V. K., Sakharov N. V., Bakharev N. N., Ibyaminova A. D., Shchegolev P. B., Avdeeva G. F., Kiselev E. O., Minaev V. B., Mukhin E. E.,

- Patrov M. I., Petrov Yu. V., Telnova A. Yu., Tolstyakov S. Yu.* // Phys. Control. Fusion. 2017. 59 045010, <https://doi.org/10.1088/1361-6587/aa5cd5>
20. *Sykes A., Ahn J.-W., Akers R., Arends E., Carolan P. G., Counsell G. F., Fielding S. J., Gryaznevich M., Martin R., Price M., Roach C., Shevchenko V., Tournianski M., Valovic M., Walsh M. J., Wilson H. R., MAST Team* // Phys. Plasmas 2001. V. 8. P. 2101. <https://doi.org/10.1063/1.1352595>
21. *Киселев Е. О., Балаченко И. М., Бахарев Н. Н., Варфоломеев В. И., Гусев В. К., Жильцов Н. С., Зенкова О. А., Кавин А. А., Курские Г. С., Минаев В. Б., Мирошников И. В., Патров М. И., Петров Ю. В., Сахаров Н. В., Скрекель О. М., Солоха В. В., Тельнова А. Ю., Ткаченко Е. Е., Токарев В. А., Тюхменева Е. А., Хромов Н. А., Щеголев П. Б.* // Физика плазмы. Т 749. №12. С. 1357.
22. *Ткаченко Е. Е., Сахаров Н. В., Кавин А. А., Курские Г. С., Жильцов Н. С., Мирошников И. В., Петров Ю. В., Минаев В. Б., Бахарев Н. Н., Киселев Е. О., Новохацкий А. Н., Минеев А. Б., Солоха В. В., Тельнова А. Ю., Тюхменева Е. А., Хромов Н. А., Щеголев П. Б.* // Физика плазмы. Т 2023. Т 749. № 12. С. 1308.
23. ITER Physics Expert Groups on Confinement and Transport and Confinement Modelling and Database, ITER Physics Basis Editors, "ITER Physics Basis: Chapter 2: Plasma confinement and transport // Nuclear Fusion, 1999. V. 39. № 12. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/39/12/302>
24. *Kurskiev G. S., Gusev V. K., Sakharov N. V., Bakharev N. N., Ibyaminova A. D., Shchegolev P. B., Avdeeva G. F., Kiselev E. O., Minaev V. B., Mukhin E. E., Patrov M. I., Petrov Yu. V., Telnova A. Yu. u Tolstyakov S. Yu.* // Plasma Phys. Control. Fusion 59 (2017) 045010 (7pp) <https://doi.org/10.1088/1361-6587/aa5cd5>
25. *G. R. J* // Plasma Phys. Controlled Fusion. 1984. V. 26. P. 87. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/26/1A/308>
26. *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., Ткаченко С.Ю. и Чернаков П.В.* // Письма в ЖТФ, 2021. Т. 47. № 24.
27. *Prunty S. L.* // Phys. Scr. 2014. V. 89. 128001.
28. *Кукушкин А.Б., Ленева А.Е. и Пергамент В.И.* // Вопросы атомной науки и техники. Сер.Термоядерный синтез. 1983. Вып. 2(12) С. 88.
29. *Kurskiev G. S., Gusev V. K., Sakharov N. V., Bakharev N. N., Ibyaminova A. D., Shchegolev P. B., Avdeeva G. F., Kiselev E. O., Minaev V. B., Mukhin E. E., Patrov M. I., Petrov Yu. V., Telnova A. Yu., and Tolstyakov S. Yu.* // Plasma Phys. Controlled Fusion 2007. V. 59. 045010 <https://doi.org/10.1088/1361-6587/aa5cd5>
30. *Goldston R. J.* // Plasma Phys. Controlled Fusion 1984. V. 26. P. 87 <https://doi.org/10.1088/0741-3335/26/1A/308>

Distinctive Features of Measuring T_e and n_e Spatial Distributions in the Globus-M2 Spherical Tokamak Using Method of Thomson Scattering of Laser Radiation

© 2024 N. S. Zhiltsov^{a,*}, G. S. Kurskiev^a, V. A. Solovey^b, E. E. Tkachenko^a, S. Yu. Tolstyakov^a, I. M. Balachenkov^a, N. N. Bakharev^a, V. I. Varfolomeev^a, A. V. Voronin^a, V. K. Gusev^a, V. Yu. Goryainov^a, V. V. D'yachenko^a, N. V. Ermakov^a, A. A. Kavin^c, E. O. Kiselev^a, A. N. Konovalov^a, S. V. Krikunov^a, V. B. Minaev^a, A. B. Mineev^c, I. V. Miroshnikov^a, E. E. Mukhin^a, A. N. Novokhatsky^a, M. I. Patrov^a, Yu. V. Petrov^a, A. M. Ponomarenko^d, N. V. Sakharov^a, O. M. Skrekel^a, V. V. Solokha^a, A. Yu. Telnova^a, V. A. Tokarev^a, E. A. Tukhmeneva^a, S. V. Filippov^a, N. A. Khromov^a, P. B. Shchegolev^a, K. D. Shulyatiev^a, A. Yu. Yashin^a

^a Ioffe Institute, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, 194021 Russia

^b Konstantinov Petersburg Nuclear Physics Institute, National Research Centre "Kurchatov Institute", St. Petersburg, 188300, Russia

^c Efremov Institute of Electrophysical Apparatus, St. Petersburg, 196641, Russia

^d Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, 195251, Russia

* e-mail: nikita.zh@mail.ioffe.ru

The results of measuring the electron temperature and density spatial distributions in plasma of the Globus-M2 tokamak using the Thomson scattering diagnostics are presented. The diagnostics provides measurements throughout the entire tokamak discharge, starting from time of gas breakdown. The Thomson scattering data were analyzed in order to determine the positions of the last closed flux surface, the plasma magnetic axis, and the radius of inversion during the saw-tooth oscillations. The results of measurements performed during the internal reconnection of magnetic field lines are presents, as well as the dynamics of spatial distributions of electron temperature, density and pressure during the plasma transition to the H-mode. The results of measuring the electron temperature distribution in the scrape-off layer using the Thomson scattering diagnostics are also presented for distances up to 4 cm outside the last closed flux surface.

Keywords: diagnostics of high temperature plasma, Thomson scattering, tokamak