

04;07;12

Разработка диагностики томсоновского рассеяния на токамаке Глобус-М

© С.Ю. Толстяков,¹ В.К. Гусев,¹ М.М. Кочергин,¹ Г.С. Курскиев,¹
 Е.Е. Мухин,¹ Ю.В. Петров,¹ Г.Т. Раздобарин,¹ В.В. Семенов,¹
 Ю.Э. Камач,² Е.Н. Козловский,² Ю.Б. Пирожков,² Л.Л. Шапиро²

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе,
 194021 Санкт-Петербург, Россия
 e-mail: Sergey.Tolstyakov@mail.ioffe.ru

² ОАО ЛОМО,
 194044 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 14 декабря 2005 г.)

Изложены особенности диагностики томсоновского рассеяния, ее основные характеристики и возможности, а также результаты испытаний на токамаке Глобус-М. Для изучения как быстрых, так и длительных процессов в плазме был разработан мощный многоимпульсный лазер на неодимовом стекле. За один разряд токамака лазер способен обеспечить генерацию до двадцати импульсов, равномерно распределенных по разряду произвольной длительности и, кроме того, в определенный интервал времени частота следования импульсов может быть увеличена для исследования быстрых переходных процессов. Произвольно изменяемый временной интервал между импульсами (0.5 ms–1 s) обеспечивает высокую информативность диагностики. Разработанная оптическая схема позволила упростить систему питания и создать относительно недорогую лазерную систему. Применение фильтровых полихроматоров с высоким светопропусканием, лавинных фотодиодов обеспечило высокую чувствительность диагностики. Программное обеспечение разработано с учетом требований работы диагностики на токамаке, т.е. автоматической обработки нескольких сотен сигналов за один разряд для оперативного получения данных о концентрации и температуре электронов. Измерения позволили отслеживать временное поведение пространственных профилей температуры и концентрации электронов как в омических, так и разрядах с применением дополнительных методов нагрева, а также в экспериментах с инжекцией частиц с помощью плазменной пушки.

PACS: 52.70.-m

Введение

Широкий круг экспериментальных задач, решаемых на токамаке Глобус-М — исследование МГД-устойчивости плазмы, методов дополнительного нагрева и формирование профиля плотности различными методами инжекции [1–5] требует подробных измерений временной эволюции радиальных распределений электронной температуры в диапазоне концентрации электронов от $5 \cdot 10^{18}$ до $2 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ с различным временным масштабом в соответствии с длительностью исследуемых процессов. Важную роль в этих исследованиях играет разработанная диагностика плазмы методом томсоновского рассеяния (ТР), ее ключевыми элементами являются многоимпульсный инфракрасный лазер на Nd-стекле с изменяемой частотой следования импульсов и высокочувствительная система регистрации сигналов. Длительность серии импульсов лазера может варьироваться исходя из требований к временному масштабу исследуемых процессов. Диагностика разрабатывалась с учетом неблагоприятных условий регистрации сигнала в присутствии мощной помехи, обусловленной паразитно-рассеянным светом. Сложность проблемы на токамаке Глобус-М усугубляется применением электрохимической полировки внутренней поверхности

камеры — данная технология позволяет сократить поступление примесей в разряд, однако интенсивность мешающего излучения многократно усиливается из-за высокоотражающих свойств внутренней поверхности вакуумной камеры. Кроме того, непосредственная близость границы плазмы к стенке исключает возможность размещения ловушек света, традиционных для диагностик ТР. Оба фактора — зеркальная поверхность камеры и близость плазмы к стенке — также увеличивают уровень детектируемого фона свечения плазмы из-за переотражений и особенностей взаимодействия плазмы со стенкой в условиях углеродного напыления.

Важная особенность диагностики ТР для исследования плазмы сферического токамака состоит в том, что имеется возможность измерения переходных и пространственно локализованных достаточно быстрых процессов с характерной длительностью 0.4–1 ms в течение полной длительности разряда до 300 ms. В статье приводится подробное описание схемы эксперимента, наиболее важных компонент оптической системы, а также обсуждается методика калибровки и выделения сигнала из шумов. Кратко излагаются результаты, полученные в различных режимах работы токамака.

1. Диагностическая система томсоновского рассеяния на токамаке Глобус-М

1.1. Схема размещения диагностики на токамаке Глобус-М

Схема размещения диагностики на токамаке изображена на рис. 1. Конструкцией камеры токамака Глобус-М предусмотрен тангенциальный ввод зондирующего излучения и соответственно измерение пространственных распределений электронной температуры и концентрации по большому радиусу в экваториальной плоскости.

Схема зондирования, позволяющая наблюдать рассеянное излучение сразу из нескольких областей по большому радиусу плазменного шнура, оказывается наиболее удобной для сферического токамака ввиду существенной асимметрии плазменного шнура по большому радиусу. Измерения производятся с пространственным разрешением около 20 мм вдоль оси зондирования в нескольких пространственных точках вдоль большого радиуса тора в средней плоскости токамака в точках с координатами $R = 0.176, 0.211, 0.256, 0.306$ и 0.386 м. Последняя точка $R = 0.386$ лежит снаружи относительно геометрического центра плазменного шнура, однако в большинстве проанализированных разрядов наблюдается смещение плазменного шнура наружу (шафрановский сдвиг) таким образом, что центр магнитной конфигурации оказывается практически в точке 0.386 м.

Конструкция наблюдательных патрубков позволяет собирать рассеянное излучение в угле $1/7$. Проекционная система выполнена с использованием простого линзового объектива, расположенного в непосредственной области от выходного окна, и системы линз, проецирующих изображение пучка на входные отверстия спектральных приборов. Существенным требованием к юстировке является устойчивость по отношению к вибрациям и рассеянному магнитному полю в зоне расположения оптических компонент. Ввиду этого спектральные приборы и все оптические компоненты установлены на бетонном основании вне зоны разрядной камеры, оправки для линз, и крепежные узлы изготовлены из немагнитного материала.

Лазерный источник располагается в специально подготовленном пылеизолированном помещении. Система транспортировки пучка в камеру токамака включает набор юстируемых зеркал (в светонепроницаемых трубах для экранирования пучка), расположенных таким образом, чтобы не исказить требуемую поляризацию лазерного излучения.

1.2. Диагностический лазер

подавляющее большинство лазерных систем, предназначенных для режима генерации с энергией в несколько джоулей, не в состоянии работать с большой частотой следования импульсов и большим их количеством за время разряда токамака, поскольку возникающие при

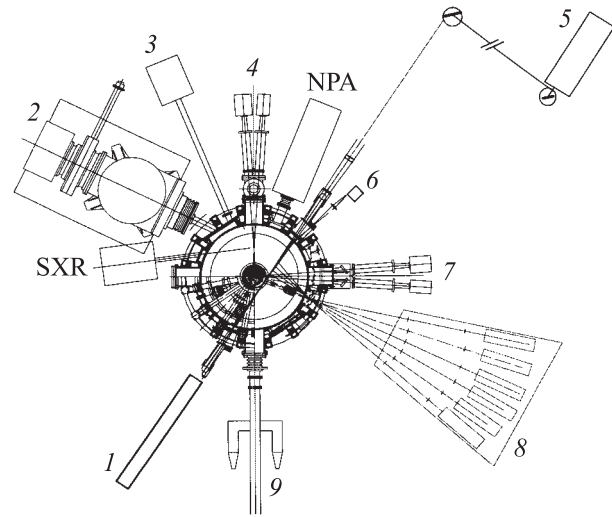


Рис. 1. Общий вид расположения диагностики томсоновского рассеяния. 1 — ловушка лазерного пучка; 2 — инжектор; 3 — ВЧ предионизация; 4 — мониторинг смещения плазменного шнура; 5 — Nd многоимпульсный лазер; 6 — D_{α} -спектроскопия примесных линий; 7 — микроволновый рефрактометр; 8 — полихроматоры ТР; 9 — ИЦР антенна.

этом перепады температур в активной среде превышают предел терморазрушения. Для увеличения количества импульсов в серии решающее значение имеют вопросы выбора материала активной среды, а также оптимизации условий накачки и съема тепла. Для диагностики плазмы на токамаке Глобус-М разработан лазер на неодимовом стекле с длиной волны генерации $1.055 \mu\text{m}$, предназначенный для генерации до двадцати импульсов с энергией в несколько джоулей и программно управляемой частотой следования импульсов. Принципиальная схема лазерного излучателя на неодимовом стекле ГЛС-22 ($10 \times 28 \times 300 \text{ mm}$), совмещающая в едином моноблоке задающий генератор и двухпроходный усилитель, приведена на рис. 2. Задающий генератор с модулированной добротностью и двухпроходный телескопический усилитель собраны на общем активном элементе прямоугольного сечения. Использование общей активной среды с единой системой накачки поз-

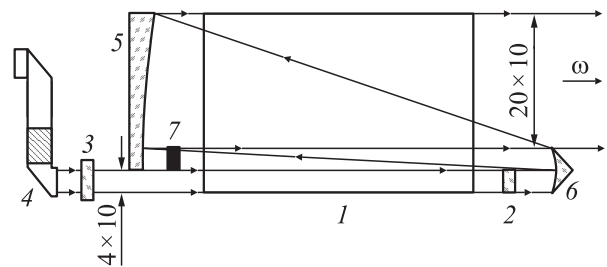


Рис. 2. Оптическая схема многоимпульсного лазера. 1 — активный элемент из Nd-стекла ($10 \times 28 \times 300 \text{ mm}$); 2, 3 — отражатели задающего генератора; 4 — электрооптический затвор; 5, 6 — цилиндрические отражатели двухпроходового усилителя, 7 — фильтр.

	Максимальные параметры	Рабочие характеристики
Энергия накачки, кJ	3.1	1.3–1.8
Энергия одиночного импульса, J	до 10	3–5
Количество импульсов в серии	20	20
Интервал между импульсами, s	$0.3 \cdot 10^{-3} - 0.3$	$0.5 \cdot 10^{-3} - 0.3$

воляет существенно сократить количество оптических и электронных компонент схемы. Кроме того, такая конфигурация предпочтительна для уменьшения энергии накачки и соответственно тепловых нагрузок, что, в свою очередь, снижает влияние термооптических деформаций на параметры выходного излучения. В отличие от традиционных многоэлементных схем, системы питания и коммутации значительно упрощаются. Разработанная схема питания лазера функционально состоит из высоковольтной части, предназначенной для зарядки двадцати накопителей емкостью по $300 \mu\text{F}$ каждый, и низковольтной части, обеспечивающей формирование управляющих импульсов. Двадцать тиристорных блоков осуществляют коммутацию накопителей и ламп накачки в требуемые моменты времени. Управление лазером может осуществляться как с передней панели блока питания, с управляющего компьютера в комплекте аппаратуры, так и с удаленного компьютера по сети, поэтому возможно перестраивать задержку между импульсами от 0.5 ms и более, и, следовательно, получать произвольное распределение импульсов по времени в течение разряда.

Для обеспечения многоимпульсного режима генерации предприняты дополнительные меры по уменьшению тепловых нагрузок на активный элемент — спектральный состав излучения накачки формируется с помощью стекла КЛЖ таким образом, чтобы возбуждать оптические переходы в длинноволновой полосе спектра, характеризуемой наименьшим стоксовым сдвигом и, соответственно, минимальным вкладом в тепловыделение [6]. В таблице приведены основные эксплуатационные характеристики лазерной установки. В специально выполненных экспериментах исследовались спектральные и пространственные характеристики лазерного излучения. Измерения спектра проводились на оптическом стенде с помощью высокодисперсионного спектрометра и диодной линейки. Результаты измерений, приведенные на рис. 3, дают представление о хорошей воспроизводимости спектра от выстрела к выстрелу в режиме генерации одиночных импульсов (*a*, *b*, *c*) при некотором перераспределении интенсивности, спектр излучения сохраняется в пределах $\sim 3 \text{ nm}$ с центром на 1055.4 nm . Аналогичный результат получен для генерации после серии импульсов ламп накачки с суммарной энергией 50 kJ (*d*), что эквивалентно режиму генерации серии $30-50$ импульсов лазера с номинальной энергией в несколько джоулей.

Полная расходимость излучения измерялась согласно стандартной методике [7] путем измерения энергии

пучка за диафрагмой в фокусе линзового объектива. Измеренная угловая расходимость по уровню энергии 0.7 составила $\sim 1.5 \text{ mrad}$. Стабильность угловой расходимости выходного излучения в режиме многоимпульсной генерации измерялась двумя способами. В первом случае выходное излучение фокусировалось в диафрагму $d = 2 \text{ mm}$, расположенную в фокусе линзы $F = 1250 \text{ mm}$. Измерения энергии на выходе диафрагмы проводились в режиме генерации одиночных импульсов, а также после серии импульсов с суммарной энергией накачки 24.3 kJ . Задержка импульса генерации относительно серии импульсов накачки варьировалась от 10 ms до 3 s . Результаты измерений свидетельствуют о том, что тепловая нагрузка в стандартных условиях генерации серии импульсов мало влияет на угловые характеристики излучения. Изменение временной задержки в диапазоне, не превышающем время тепловой релаксации (для нашего случая составляет десятки секунд), также не приводит к заметному ухудшению параметров излучения. Тем самым демонстрируется возможность произвольного изменения интервала между импульсами за время тепловой релаксации. Во втором случае контроль расходимости излучения в динамике — от выстрела к выстрелу — производился методом временной развертки с использованием вращающейся мишени, при

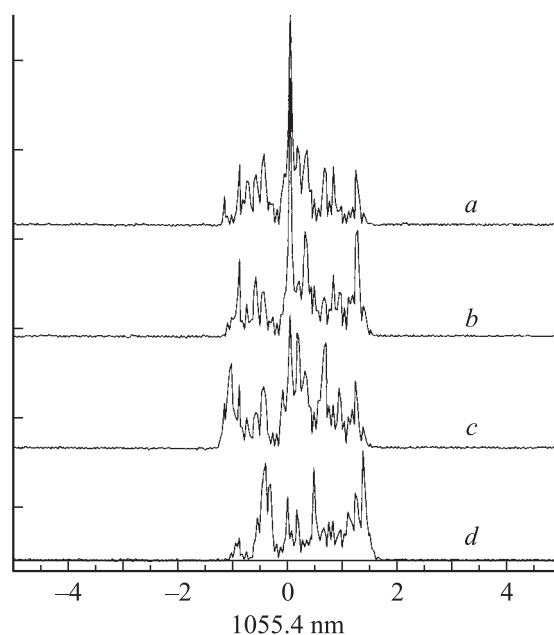


Рис. 3. Спектр лазерного излучения для отдельных выстрелов (*a*, *b*, *c*) и после серии импульсов ламп накачки с суммарной энергией накачки 50 kJ (*d*).

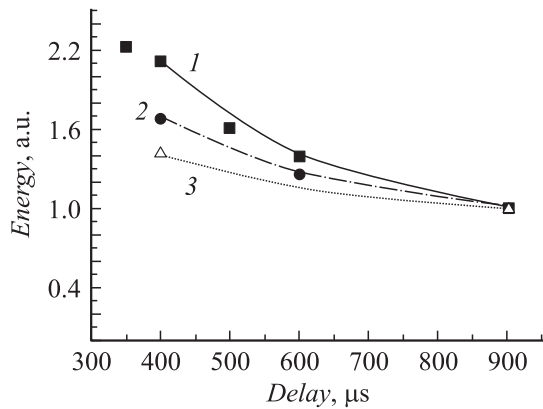


Рис. 4. Относительное увеличение энергии генерации по мере уменьшения временного интервала между импульсами накачки для различных энергий накачки. 1 — 1.09, 2 — 1.26, 3 — 1.44 кДж.

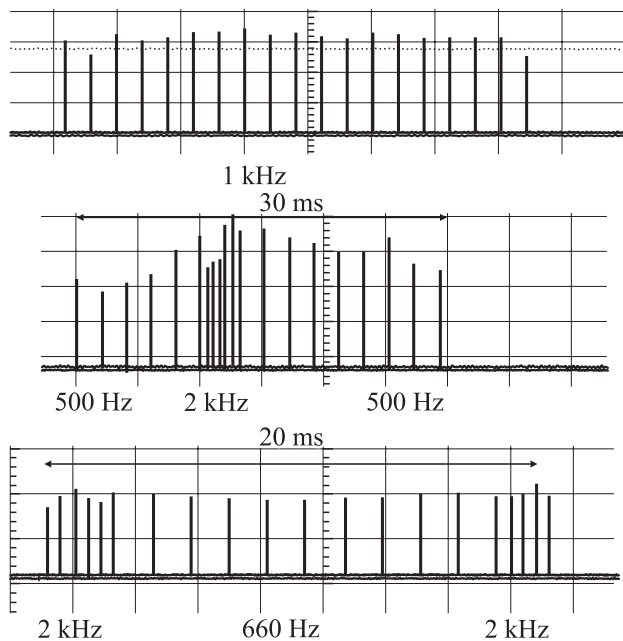


Рис. 5. Осциллограммы многоимпульсной генерации лазера при частоте следования 1 kHz, (длительность серии 20 ms) и с изменяемой частотой следования импульсов в пределах серии 500 Hz = 2 kHz = 500 Hz (длительность серии 30 ms), 2 kHz = 660 Hz = 2 kHz (длительность серии 20 ms).

этом, судя по ожогам на мишени, структура пучка не претерпевала заметных изменений за серию импульсов.

На рис. 4 приведены результаты измерения энергии генерации в зависимости от временного интервала между импульсами ламп накачки. По оси абсцисс отложены временные интервалы относительно предыдущего импульса лампы накачки. Как видно из рис. 4, уменьшение интервала между импульсами накачки приводит некоторому увеличению энергии генерации, что связано с увеличением энергозапаса при суперпозиции импульсов ламп накачки, а также увеличение эффективности смена инверсии при большем энергозапасе.

На рис. 5 приведены осциллограммы многоимпульсной генерации лазера при частоте следования импульсов 1 kHz, а также с изменяемой частотой следования импульсов в пределах серии. Тестовые эксперименты показали, что в течение промежутка времени на стадии развития переходных процессов возможно реализовать режим с генерацией серии импульсов по 3 J при частоте следования около 1 kHz при накачке, на 15% превышающей ее пороговое значение.

1.3. Спектральные приборы

Регистрирующая система для диагностики ТР на токамаке Глобус-М ориентирована главным образом на использование светосильных полихроматоров на основе интерференционных светофильтров, организованных по общепринятой схеме [8–12]. Неравномерное распределение спектральной ширины каналов позволяет перекрыть достаточно широкий диапазон измеряемого спектра небольшим числом каналов. С учетом требуемого диапазона измеримых температур от нескольких десятков до 2000 eV выбрано четыре спектральных канала. Характеристики каналов и расчетные спектры ТР для

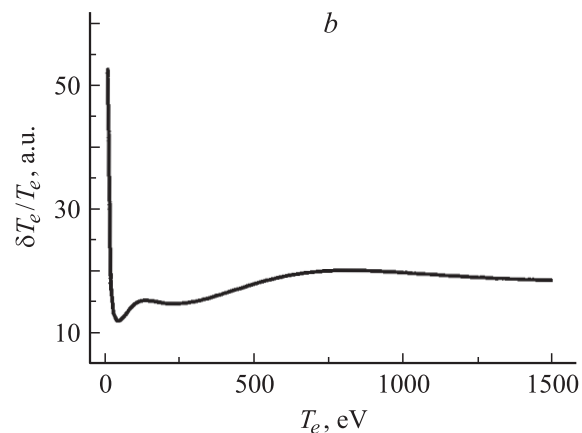
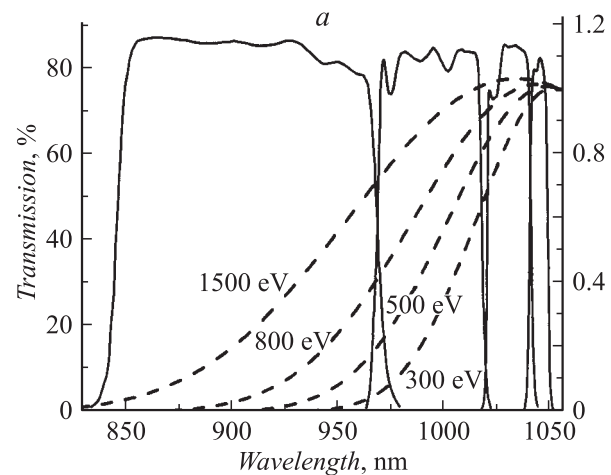


Рис. 6. *a* — характеристики спектральных каналов с наложением спектров ТР для разных температур, *b* — точность измерения для разных диапазонов температур.

разных температур в нашем случае представлены на рис. 6. В зависимости от различных энергии лазера, плотности электронов и других условий эксперимента абсолютное значение ошибки измерения температуры может меняться, при этом вид температурной зависимости сохраняется, поэтому ошибка приведена в относительных единицах. Пропускание полихроматора в основном определяется пропусканием фильтров и составляет 80%. Характерным показателем применяемого полихроматора является величина подавления монохроматической засветки лазерного излучения, вблизи которого наблюдается рассеянный сигнал. Согласно паспортным характеристикам фильтров эта величина составляет не хуже 10^5 во всем диапазоне рабочих углов (4°).

1.4. Системы фоторегистрации и обработки сигнала диагностики ТР

Применяемые в системе регистрации детекторы должны обладать достаточным быстродействием и высокой чувствительностью, а также высоким динамическим диапазоном ввиду необходимости перекрыть широкий диапазон измеряемых концентраций и температур. Система регистрации для диагностики томсоновского рассеяния базируется на детекторах с внутренним усилением (ЛФД) в сборке с малошумящими усилителями, традиционно используемыми для детектирования в ближнем ИК-диапазоне длин волн [8–12]. ЛФД характеризуются высоким квантовым выходом на длине волны $1.06 \mu\text{m}$ около 40%, увеличивающемся до 70% на длине волны $0.9 \mu\text{m}$.

В основе построения малошумящих усилителей лежит определение и учет всех источников шума с его последующей оптимальной фильтрацией [13,14]. Это означает формирование такой частотной характеристики, при которой через усилитель проходит основной спектр частот сигнала, но эффективно подавляется спектр шума за пределами частотного спектра сигнала. В условиях нашего эксперимента, когда основным источником шума является фоновое излучение из плазмы, шумовой заряд для приемника с внутренним усилением (в электронах с приведением к входу) может быть представлен в виде [14] $n = \sqrt{\frac{IF_M}{e}} \tau$, где I, A — фототок, обусловленный светом плазмы; F_M — коэффициент избыточного шума; $e = 1.6 \cdot 10^{-19} Q$ — заряд электрона; τ, s — длительность временного отклика усилителя (импульсной характеристики). Из приведенного выражения следует целесообразность уменьшения τ . На практике ограничением снизу является длительность лазерного импульса. Вместе с тем для разрешения сигнала длительностью 10–30 ns при осциллографической записи требуется оцифровка с большой частотой дискретизации $\sim 1 \text{ GHz}$. Использование в нашей системе более доступного АЦП с частотой 40 MHz потребовало увеличения длительности временного отклика усилителя τ до 250 ns (рис. 7, а), что привело к увеличению шумового заряда примерно втрое. Заметим, что увеличение шумового

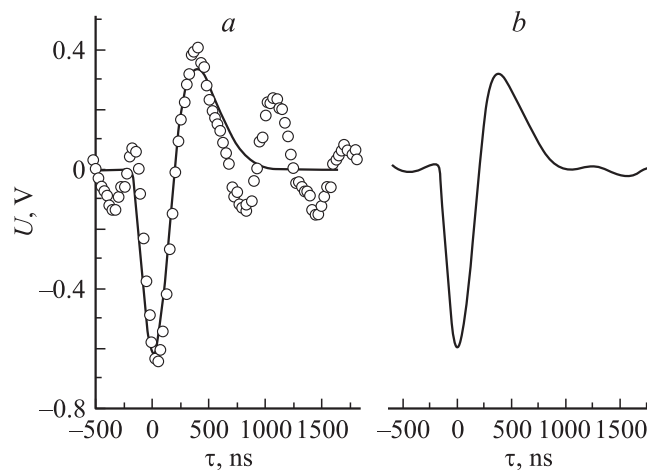


Рис. 7. а — точки соответствуют записи сигнала на фоне шумов, сплошная линия — восстановленный методом МНК сигнал при однократной реализации, амплитуда 0.609 V, б — усредненный по 50 реализациям сигнал, амплитуда 0.600 V.

заряда на практике не приводило к дефициту чувствительности диагностики при работе со стандартной энергией лазерного импульса (до 3 J) в заданном диапазоне концентраций исследуемой плазмы.

Интересно отметить, что специфика лазера позволяет в разрядах с падающей плотностью компенсировать снижение чувствительности диагностики. Это достигается путем увеличения энергии выборочно в нужные моменты времени с использованием программируемой накачки. Нижний предел измерения плотности определяется интенсивностью свечения плазмы, которая для спектрального диапазона диагностики ТР 900–1040 nm определяется свечением молекул на периферии плазменного шнура и значительно превосходит интенсивность тормозного излучения, в нашем случае до сорока раз. В таких условиях проблематично добиться достоверного измерения плотности электронов для значений ниже $5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$. Для режимов с высокой плотностью более $5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ точность измерений достигает нескольких процентов.

Для ограничения объема памяти АЦП используется „страничный“ режим записи. Синхросигнал, предваряющий каждый импульс с генерации лазера, инициирует начало записи страницы памяти емкостью 1000 слов с частотой дискретизации 40 MHz (частота может уменьшаться кратно двум). Задержка синхросигнала выбирается таким образом, чтобы сигнал, его пред- и послееистория полностью записывались в отдельную страницу памяти, эквивалентную временной выборке длительностью 25 μs . Запись каждого из последующих двадцати импульсов осуществляется аналогично. Для синхронной записи всех сигналов тактирование осуществляется от общего генератора, встроенного в регистратор. Осциллографический режим записи сигнала позволяет применять математический аппарат для оптимального выделения сигнала из шумов. Для нахождения

величины зашумленного импульса применялся метод наименьших квадратов [15], при этом измеренный сигнал представлялся в виде $y(t) = kx(t) + \sigma(t)$, где $x(t)$ — измеренная временная функция, описывающая форму сигнала с нормировкой на единицу, $\sigma(t)$ — шумовая составляющая, k — искомый коэффициент. При условии равной точности измерений в любой момент времени t_i коэффициент k можно определить из минимизации суммы $\sum_i [y(t_i) - kx(t_i)]^2 = \min$. На рис. 7, б приведен пример МНК-восстановления сигнала на фоне исходного зашумленного импульса.

1.5. Калибровка

Для калибровки спектральной чувствительности каналов полихроматоров использовался калиброванный сканирующий монохроматор МДР-206 при освещении входной щели эталонной лампой накаливания. Результаты калибровок спектральной чувствительности каналов прошли независимую проверку в модельных экспериментах. На вход полихроматоров проецировался модельный источник, спектральная характеристика излучения которого выбиралась близкой к профилю гаусса нужной спектральной ширины. Стандартная обработка сигналов на выходе фильтровых каналов по методу МНК показала хорошее соответствие измеренной ширины спектра известной ширине сформированного гауссова спектра.

Для измерения относительных профилей плотности электронов проводилась калибровка относительной чувствительности набора полихроматоров при регистрации рамановского рассеяния диагностического пучка лазера в камере токамака [16], заполненной азотом при давлении газа 200 Торг. Для измерения абсолютных значений плотности данные измерений по методу томсоновского рассеяния нормировались на среднечордовые измерения плотности, полученные с помощью микроволнового интерферометра [17].

2. Эксперименты на токамаке Глобус-М

Измеренные значения временной эволюции пространственных профилей концентрации и температуры электронов $n_e(R, t)$ и $T_e(R, t)$ использовались для анализа как омических разрядов, так и разрядов с применением дополнительных методов нагрева, а также в экспериментах с инъекцией топлива плазменной пушкой.

Характерные данные измерений ТР в омическом разряде приведены на рис. 8. Как видно из приведенных графиков, для любого момента стационарной фазы разряда максимальные значения $n_e(R, t)$ и $T_e(R, t)$ оказывается в точке $R = 0.386$ м, расположенной снаружи от геометрического центра камеры. Эти данные экспериментов находят объяснение, если обратиться к результатам реконструкции магнитных конфигураций по коду равновесия EFIT — по результатам реконструкции

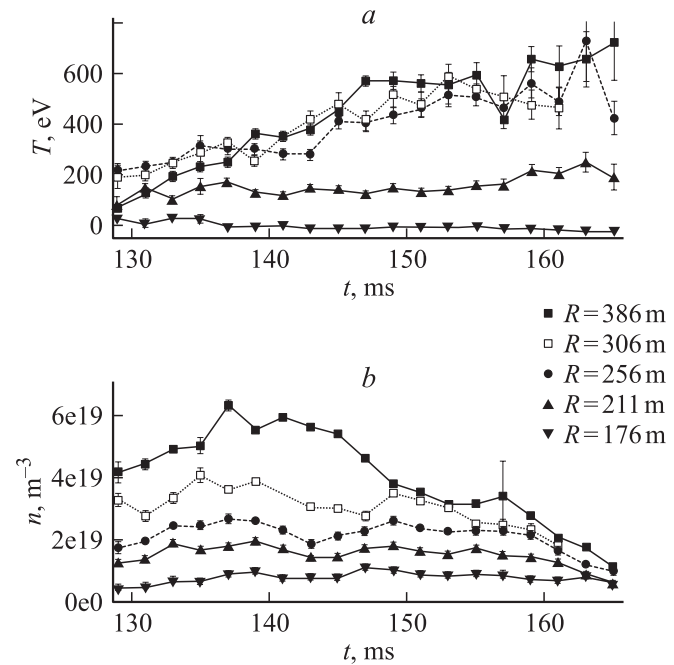


Рис. 8. Данные измерений температуры и плотности электронов для омического разряда. #13793.

центр плазменного шнура оказывается смещенным относительно центра камеры вследствие шафрановского сдвига.

Результаты измерений на токамаке Глобус-М показали, что в режимах с дополнительным нагревом предел плотности по Гринвальду может быть преодолен. На рис. 9 приведена временная эволюция отношения линейно усредненной плотности $\langle n \rangle_{TS}$ к пределу Гринвальда по плотности [18] $n_{Gw} = \frac{I_{pl}}{\pi a^2} [10^{20} \text{ м}^{-3}, \text{ МА}, \text{ м}]$ для разряда #13727. Величины тока плазмы I_{pl} малого радиуса a взяты из базы данных для выбранного разряда.

Данные диагностики ТР показывают возможность эффективного использования методов дополнительного нагрева для достижения высоких параметров плазмы в низком магнитном поле. Профили $n_e(R, t)$ и $T_e(R, t)$, измеренные в экспериментах с применением нагревного пучка дейтериевых атомов, инжектируемых в плазму

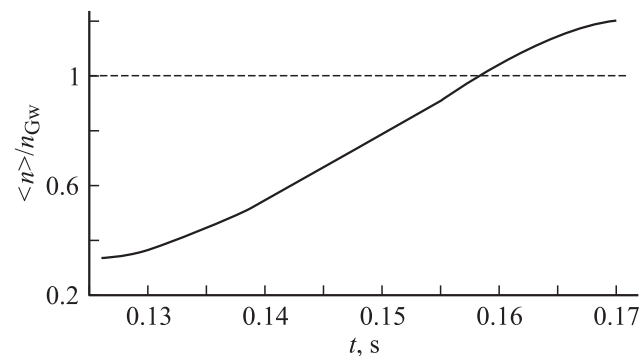


Рис. 9. Отношение линейно усредненной плотности к пределу Гринвальда, #13727.

с энергией около 30 keV, соответствует увеличению энергосодержания электронного компонента на ~ 40% от 1.8 до ~ 2.5 kJ в процессе инжекции [3].

Формированию плотности профиля плазмы были посвящены специальные эксперименты с применением двухступенчатой плазменной пушки [4], используемой для инжекции водородной плазменной струи в стационарной фазе омического разряда токамака. По данным диагностики ТР, был обнаружен быстрый рост плотности за время до 0.5 ms с момента включения пушки. Характерно, что примерно одинаковый двукратный прирост плотности наблюдался во всех точках вплоть до центра разряда.

3. Заключение

Для исследования электронного компонента плазмы на токамаке Глобус-М был разработан диагностический комплекс томсоновского рассеяния в составе многоимпульсного лазера на неодимовом стекле с изменяемой частотой следования импульсов, светосильных полихроматоров, системой регистрации, сбора и обработки информации. Диагностическая система по своим показателям соответствует целям и задачам программы научных исследований плазмы на токамаке Глобус-М, позволяя проводить анализ различных плазменных конфигураций в режимах омического нагрева, а также эффективности дополнительных методов нагрева и управления профилем плотности при инжекции водородной плазменной струи.

Список литературы

- [1] *Kuteev B.V.* et al. // Proc. of 30th EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., St. Petersburg, 7–11 July 2003. ECA. Vol. 27A. P. 2.144.
- [2] *Gusev V.K.* et al. // Proc. of 31th EPS Conf. on Plasma Phys. London, 2004. ECA. Vol. 28G. P. 4.158.
- [3] *Gusev V.K.* et al. // Proc. of 32nd EPS Conf. on Plasma Phys. Tarragona. 2005. P. 5.076.
- [4] *Voronin A.V.* et al. // Nuclear Fusion. 2005. Vol. 45. P. 1039.
- [5] *Dyachenko V.V.* et al. // Proc. of 32nd EPS Conf. on Plasma Phys. Tarragona. 2005. P. 5.104.
- [6] *Мак А.А.* и др. Лазеры на неодимовом стекле. М.: Наука, 1990.
- [7] *Ананьев Ю.А.* Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения. М.: Наука, 1979.
- [8] *Hirsch K., Rohr H., Salzmann H., Steuer K.* // Recent advances in Thomson scattering: High repetition rate Thomson scattering diagnostics on large plasma devices. IPF-82-15. 1982.
- [9] *Carlstron T.N., Campbell G.L., DeBoo J.C.* et al. // Rev. Sci. Instr. 1992. Vol. 63. N 10. P. 4901.
- [10] *Hatae T., Nagashima A., Kondoh T.* // Rev. Sci. Instr. 1999. Vol. 70. N 1. P. 772.
- [11] *LeBlanc B.P., Bell R.E., Johnson D.W.* et al. // Rev. Sci. Instr. 2003. Vol. 74. Iss. 3. P. 1659.

- [12] *Walsh M.J.* et al. // Development of the Thomson scattering diagnostic on MAST. Spherical Tokamak Workshop, Culham. 2003.
- [13] *Акимов Ю.К.* и др. Полупроводниковые детекторы в экспериментальной физике. М.: Энергоатомиздат, 1989.
- [14] *Zabrodsky V.V.* et al. // J. Tech. Phys. 2003. Vol. 48. P. 1053.
- [15] *Bassan M.* et al. // Signal-to-noise ratio enhancement by real time correlation techniques for Thomson scattering system. Proc. LAPD. 1993. P. 78.
- [16] *Hovard K.* et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1979. Vol. 12. P. 1435.
- [17] *Petrov Yu.V.* et al. // The 3rd IAEA technical meeting on spherical tori and the 11th International workshop on spherical torus. St. Petersburg. 2005.
- [18] *Mirnov S.* et al. // Nuclear Fusion. 2003. Vol. 39. N 12. P. 2251.