

УДК 533.9

ДИАГНОСТИКА ЛАЗЕРНОГО ИНДУЦИРОВАННОГО ТУШЕНИЯ ДЛЯ ДИВЕРТОРНОЙ ПЛАЗМЫ Т-15МД

© 2023 г. Д. Д. Криворучко^{a,b,*}, А. В. Горбунов^a, А. А. Пшенов^{a,c}, Д. С. Панфилов^{a,c}^a НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия^b Научно-исследовательский университет “Московский физико-технический институт”, Долгопрудный, Россия^c НИЯУ Московский инженерно-физический институт, Москва, Россия

*e-mail: daria.krivoruchko@phystech.edu

Поступила в редакцию 02.02.2023 г.

После доработки 16.03.2023 г.

Принята к публикации 25.03.2023 г.

Диагностику на основе лазерного индуцированного тушения (ЛИТ) и лазерной индуцированной флуоресценции (ЛИФ) планируется использовать на токамаке Т-15МД для локальных измерений концентрации атомарного водорода $n_a(\text{H I})$ в диверторной плазме. Рассмотрены как физические, так и технические аспекты разработки диагностической системы. Для зондирования плазмы предлагается использовать модулированный во времени тулиевый волоконный лазер с длиной волны генерации 1875 нм и пиковой мощностью 5 Вт. Наблюдение сигналов будет проводиться двумя системами сбора света: вакуумной для измерений в районе ударной точки и атмосферной для остальной области дивертора. Физическое обоснование применимости диагностики основано на расчете ожидаемых сигналов тушения и флуоресценции, а также фонового излучения в линиях с помощью модифицированной столкновительно-излучательной модели. В расчетах использовались 2D-распределения параметров плазмы, полученные в коде SOLPS 4.3, для сценариев работы токамака с и без дополнительного нагрева плазмы. Ожидаемые ошибки измерений $n_a(\text{H I})$ ЛИТ-методом лежат в пределах 10% для большинства точек, и не превышают 25% для всех рассматриваемых сценариев работы токамака при условии усреднения сигналов за 10 мс. ЛИФ-метод позволяет проводить измерения с относительными ошибками до 50%.

Ключевые слова: диагностика плазмы, лазерная индуцированная флуоресценция, ЛИФ, лазерное индуцированное тушение, ЛИТ, дивертор, токамак, концентрация атомов водорода

DOI: 10.31857/S0367292123600152, EDN: WYGLTG

ВВЕДЕНИЕ

На современных термоядерных установках для исследования диверторной плазмы широко применяются спектроскопические методы, такие как томсоновское рассеяние [1–3], эмиссионная спектроскопия видимого [4, 5], УФ- [6] и ИК-диапазонов [7], спектроскопия на основе дополнительной инжекции газов (например, “гелиевый термометр”) [8, 9], искровая спектроскопия [10, 11] и другие [12, 13]. Особенностью перечисленных методов измерений, за исключением томсоновского рассеяния, является сравнительно низкое пространственное разрешение, обусловленное тем, что спектры излучения плазмы интегрируются вдоль хорд наблюдения, пересекающих участки плазмы с отличающимися на порядки температурой и плотностью. В подобных условиях приходится использовать приближенные модели пристеночной плазмы, или опираться на численные коды [14, 15], сравнивая не локальные, а интегральные экспериментальные и

расчетные параметры. Томсоновское рассеяние (ТР) среди диагностик выделяется локальностью измерений, пространственное разрешение определяется областью пересечения лазерного пучка и хорды наблюдения, и может достигать нескольких миллиметров. Однако диагностика ТР дает данные только об электронной компоненте плазмы (n_e , T_e), в то время как для понимания процессов, протекающих в диверторной плазме, необходима также информация по атомам, ионам и молекулам.

В данной работе рассмотрена возможность применения диагностики лазерного индуцированного тушения (ЛИТ) [16–18] и лазерной индуцированной флуоресценции (ЛИФ) [19–21] для измерения концентрации атомарного водорода $n_a(\text{H I})$ в диверторной плазме токамака Т-15МД.

Т-15МД — термоядерная установка типа токамак с малым аспектным соотношением $A = 2.2$, большой вытянутостью плазмы $k = 1.8$, торои-

дальним магнитным полем до $B_T = 2$ Тл (на оси) и диверторной конфигурацией магнитного поля [22]. Помимо омического нагрева на начальном этапе работы на установке будет реализован дополнительный электрон-циклотронный нагрев (мощностью до 8 МВт) и нагрев пучком ускоренных атомов (мощностью от 6 до 10 МВт), а в дальнейшем добавится ниже-гибридный (до 4 МВт) и ион-циклотронный нагрев (до 6 МВт). Высокая мощность дополнительного нагрева плазмы приводит к большим нагрузкам на первую стенку камеры и элементы дивертора. Ожидается, что до половины всей вводимой мощности будет поступать в дивертор: удельное (погонное) значение мощности составит 1.5–2.0 МВт/м, а в пересчете на площадь — до 10–15 МВт/м², в то время как допустимый поток мощности на охлаждаемые водой углеродные тайлы дивертора ограничен значением 10 МВт/м² (по расчетам, аналогичным для установки ИТЭР [23]). Высокая мощность, поступающая в дивертор, указывает на необходимость контроля параметров плазмы и режимов работы дивертора.

Измерение концентрации атомов водорода необходимо для исследования процесса отрыва плазмы от поверхности пластин дивертора (детачмента), контроля и управления режимами работы дивертора (с высоким рециклингом, с частичным и полным отрывом плазмы от пластин дивертора), изучения процессов переноса энергии и частиц, определения положения ионизационного и рекомбинационного фронтов.

Оба метода (ЛИТ и ЛИФ) основаны на лазерной накачке одной из спектральных линий атома водорода. Отличие заключается в регистрации увеличения светимости линий водорода (флуоресценции) или частичном уменьшении яркости линии (тушении) в результате воздействия импульсного лазерного излучения. ЛИТ и ЛИФ, также как и ТР, являются локальными диагностиками, следовательно позволяют измерять пространственное распределение концентрации водорода вдоль траектории лазерного пучка.

2. МЕТОД ЛАЗЕРНОГО ИНДУЦИРОВАННОГО ТУШЕНИЯ И ЛАЗЕРНОЙ ИНДУЦИРОВАННОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ

ЛИФ-метод основан на лазерной накачке выбранного оптически-разрешенного перехода атома или иона с последующим наблюдением сигнала флуоресценции в той же или другой спектральной линии. В работе рассматривается спектроскопическая схема с лазерной накачкой линии 1875.1 нм и регистрацией флуоресценции в линии 486.1 нм (линия атомарного водорода H_β) (рис. 1). Метод ЛИТ основан на частичном туше-

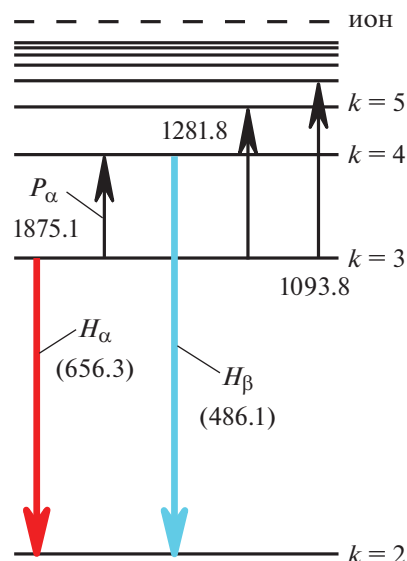


Рис. 1. Спектроскопическая схема ЛИФ/ЛИТ-диагностики водорода.

нии наиболее интенсивной линии атомарного водорода ($H_\alpha = 656.3$ нм) в видимом диапазоне длин волн за счет лазерного возбуждения $k = 3$ состояния атомов на более высокие уровни. Во время воздействия лазерного излучения с длиной волны, соответствующей одному из переходов между уровнями $k = 3$ и $k \geq 4$ (линии серии Пашена), часть атомов из $k = 3$ состояния переходят на более высокие уровни. Пропорционально уменьшению населенности в $k = 3$ состоянии снижается и интенсивность свечения линии H_α .

Лазерная накачка в спектральных линиях серии Пашена позволяет разнести длины волн лазерного излучения и регистрируемых сигналов как тушения (656.3 нм), так и флуоресценции (486.1 нм), в отличие от ранее применяемой резонансной спектроскопической схемы с накачкой и наблюдением флуоресценции в одной и той же линии H_α [24, 25]. Так как в предлагаемой схеме длины волн лазерного излучения и регистрируемого сигнала разнесены, ЛИТ и ЛИФ с накачкой в $P_\alpha = 1875.1$ нм может применяться как в районе X-точки, так и вблизи стенки, не опасаясь паразитной лазерной засветки.

Для интерпретации сигналов тушения/флуоресценции и расчета полной концентрации атомов водорода $n_a(H)$ используется специально-разработанная динамическая столкновительно-излучательная модель (СИМ). Метод ЛИТ, физические приближения в СИМ и особенности выбора спектроскопических схем рассмотрены в [16].

3. ГЕОМЕТРИЯ ЗОНДИРОВАНИЯ И ДИАГНОСТИЧЕСКОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

При проектировании ЛИТ- и ЛИФ-систем диагностики диверторной плазмы установки Т-15МД необходимо учитывать конструкционные особенности установки: большие габариты камеры, размещение оборудования на расстояниях превышающих десятки метров в разных помещениях, вибрации, ограниченный доступ к компонентам диагностики во время работы токамака. В данном разделе рассмотрены технические аспекты реализации ЛИТ- и ЛИФ-диагностики в диверторе токамака. Рассмотрены концептуальные задачи: выбрана геометрическая схема зондирования плазмы во внешней “ноге” дивертора, представлено обоснование требований к лазерной системе и оптике для ввода лазерного излучения в плазму, описана система сбора света, состоящая из внутривакуумной оптики и атмосферного объектива.

3.1. Геометрическая схема измерений

Геометрическая схема зондирования диверторной плазмы Т-15МД представлена на рис. 2. Лазерный луч вводится в область внешней ноги через вертикальный диверторный патрубок; для сбора полезных сигналов планируется использовать две оптические системы: атмосферную, расположенную за вакуумным окном горизонтальной диверторного патрубка, предназначенную для наблюдения сигналов из верхней части хорды зондирования, и внутривакуумную оптику для регистрации сигналов из нижних точек.

Нумерация хорд наблюдения идет снизу вверх, всего планируется до 20 хорд наблюдения, из которых 5 хорд — детектируются внутривакуумными объективами и 15 хорд атмосферным объективом. Ожидаемое пространственное разрешение вдоль лазерного луча (продольный размер области пересечения приемной системы и лазерного луча) варьируется от 19 мм для вакуумных объективов до 27 мм — для атмосферного. Диаметр лазерного пучка в области измерения около 4 мм. Телесный угол наблюдения сигналов определяется используемой оптикой и составляет примерно 4.0×10^{-3} ср для вакуумной системы сбора сигналов и около 6.4×10^{-3} ср для атмосферной. Расчетное пропускание оптического тракта ожидается в пределах 0.33–0.38.

3.2. Лазерная система и ввод излучения в дивертор

Для диагностики ЛИТ и ЛИФ был выбран модулированный тулиевый волоконный лазер 1875 нм с перестройкой длины волны в пределах ± 2 нм. Такая лазерная система при меньшей уни-

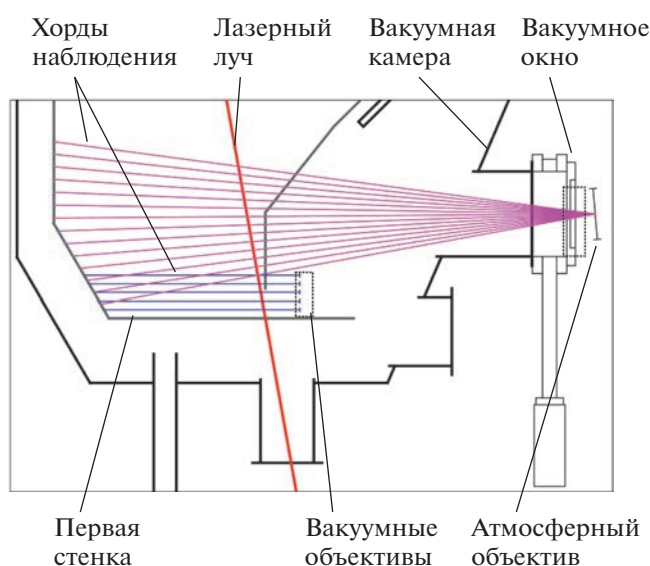


Рис. 2. Схема зондирования плазмы ЛИТ- и ЛИФ-диагностиками в диверторе токамака Т-15МД.

версальности по сравнению с традиционными импульсными лазерными источниками позволяет достичь лучшего временного разрешения одновременно с более высокой точностью измерений, что было продемонстрировано в [16]. Ключевые параметры лазерного излучения: центральная длина волны $\lambda_1 = 1875$ нм, спектральная ширина линии $\Delta\lambda_1 = 2$ нм, пиковая мощность не менее $P \geq 5$ Вт, частота повторения импульсов не хуже 1–2 МГц со скважностью 2–5.

Передача излучения из лазерной комнаты до установки будет осуществляться через одноволоконное оптоволоконно (диаметр сердцевины $d_{core} \approx 10$ мкм, числовая апертура $NA = 0.12 \pm 0.01$). Такой способ заведения возможен благодаря тому, что для измерений сигнала атомов водорода подходят лазеры малой мощности (в районе 5–10 Вт). Таким образом, пропадает необходимость разработки сложной зеркальной оптической системы доставки излучения, а также упрощается задача юстировки положения зондирующего лазерного пучка в плазме и обслуживание системы. Потери мощности на зеркальном тракте и оптоволоконне сопоставимы и составляют около 10%.

Лазерный луч вводится в область внешней ноги дивертора с помощью поворотно-коллимирующего блока, установленного за вакуумным окном на фланце патрубка. Расходящийся на выходе из оптоволоконна лазерный пучок коллимируется и одновременно поворачивается на 90° параболическим зеркалом с фокусным расстоянием $F = 15$ мм. Коллиматор формирует квазипараллельный пучок диаметром примерно 3.5 мм на

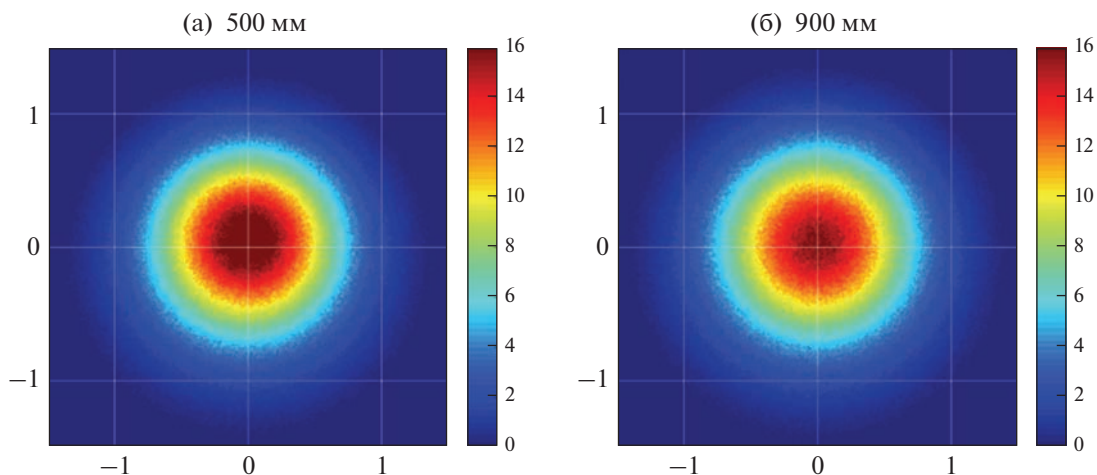


Рис. 3. Распределение мощности лазерного излучения (цветом в отн. ед.) по сечению пучка на расстоянии 500 мм (а) и 900 мм (б) от торца коллиматора, размеры указаны в миллиметрах.

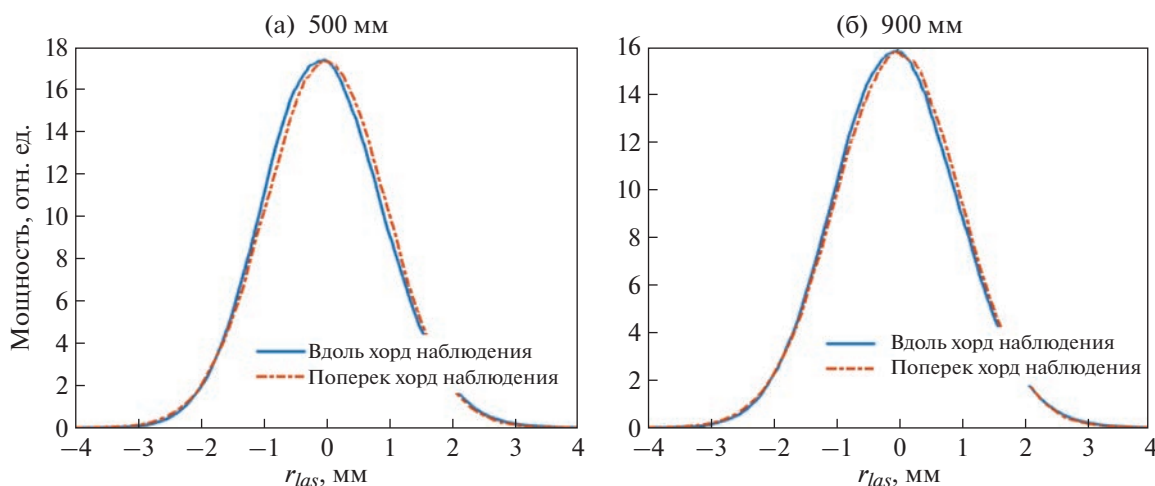


Рис. 4. Распределение мощности лазерного излучения (отн. ед.) в лазерном пучке на расстоянии 500 мм (а) и 900 мм (б) от торца коллиматора.

торце коллиматора. При необходимости на выход может быть установлено защитное окно или длиннофокусная линза для создания перетяжки лазерного пучка в области измерений.

В зависимости от расстояния от коллиматора до точки пересечения лазерного пучка и хорд наблюдения, диаметр пучка меняется из-за угловой расходимости излучения. На рис. 3 показано распределение по сечению мощности лазерного излучения для расстояния 500 мм (нижняя точка измерения) и 900 мм (верхняя точка измерения) от торца коллиматора. В нижней точке измерения диаметр лазерного пучка составляет $d \approx 3.8$ мм (по уровню $1/e^2$ от максимальной амплитуды плотности мощности, что соответствует примерно 86% полной энергии), в верхней точке $d \approx 4.0$ мм.

Распределение удельной мощности в пучке вдоль и поперек хорд наблюдения (вертикальная

и горизонтальная линии, проходящие через центр рис. 3) показано на рис. 4 для тех же расстояний от коллиматора. Незначительная асимметрия в распределении, связана с наклоном параболического зеркала к оси световода. Распределение мощности по радиусу лазерного пучка имеет колоколообразную форму, близкую к гауссовой. Таким образом, размер пучка по хорде зондирования практически не меняется и обеспечивает пространственное разрешение поперек луча не хуже 5 мм.

3.3. Приемная оптическая система

Сбор сигналов тушения и флуоресценции планируется проводить с использованием двух оптических систем: вакуумной и атмосферной. Верхняя часть хорды зондирования (пурпурные линии сбора света на рис. 2) наблюдается атмосферным

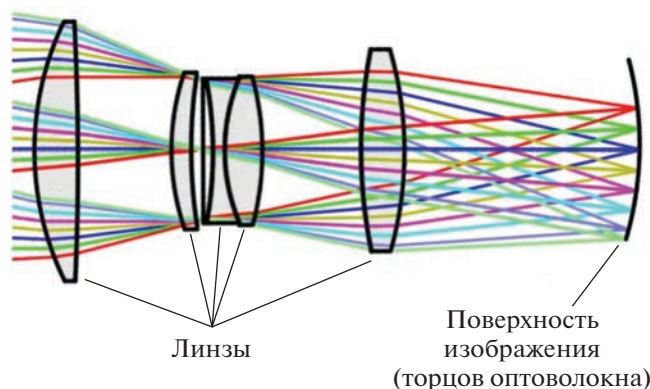


Рис. 5. Оптическая схема атмосферного объектива.

объективом, установленным сразу за вакуумным окном горизонтального диверторного патрубка. Объектив будет закреплен на вакуумном фланце, а точная юстировка системы будет осуществляться за счет перемещения модуля оптоволоконного коллектора. Выбор в качестве точки крепления камеры токамака, а не фундамента здания связан с тем, что вакуумные объективы могут быть закреплены только на стенке камеры. Поэтому чтобы уменьшить влияние относительных перемещений собирающей оптики и поворотноколлимирующего блока, задающего положение лазерного пучка в плазме, решено монтировать все оптические компоненты диагностики на единую базу — корпус вакуумной камеры. От токамака до диагностической комнаты со спектральным и регистрирующим оборудованием сигналы будут передаваться оптоволоконными жгутами.

Атмосферный объектив (рис. 5) был специально разработан и рассчитан для диагностики на Т15-МД в спектральном диапазоне длин волн от 450 нм до 1060 нм. Характеристики объектива: длина 220 мм, диаметр первой линзы $D \approx 140$ мм, фокусное расстояние $f \approx 190$ мм; светосила $F \approx 2.2$; коэффициент увеличения варьируется вдоль хорды зондирования от 4.8 до 5.0. Ожидаемое пропускание в зависимости от длины волны составляет 70–90%: $T_{450\text{нм}} = 72\%$, $T_{700\text{нм}} = 90\%$, $T_{1000\text{нм}} = 84\%$, $T_{1065\text{нм}} = 83\%$. Оптическое разрешение не хуже 17 пар линий на миллиметр (60 мкм).

Полезный сигнал с атмосферного объектива поступает на сборку оптоволоконных коллекторов, каждый размером 5.30×1.44 мм с оптоволоконном 220 мкм и $NA = 0.22$. Параметры коллекторов выбраны такими же, как и для диагностики тангенциального томсоновского рассеяния Т-15МД [26]. Такая унификация снижает стоимость изготовления и обеспечивает частичную взаимозаменяемость двух лазерных диагностик.

Изображение оптоволоконных сборок на лазерном пучке показано на рис. 6. Ширина и высота отрезков сбора сигналов варьируются в зависи-

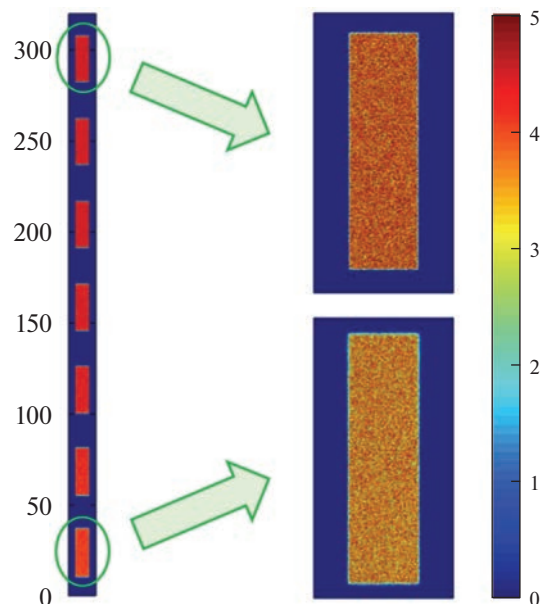


Рис. 6. Изображение оптоволоконных сборок на лазерном луче для атмосферного объектива: цветом показана интенсивность в отн.ед., размеры — в миллиметрах.

мости от хорды наблюдения и составляют в среднем $\Delta x_{\text{chord}} = 7.5$ мм по ширине (по тору) и $\Delta y_{\text{chord}} = 26.0$ мм по высоте (вдоль лазерного луча). Таким образом, размеры области наблюдения перекрывают диаметр лазерного пучка ($d_{\text{las}} \leq 4.0$ мм), что дает возможность проводить измерения концентрации водорода, требующие абсолютной калибровки пропускания оптической системы сбора света.

Сбор света вдоль нижних хорд наблюдения, перекрывающих область выхода сепаратристы на стенку (strikepoint) рис. 2, может быть выполнен только вакуумными объективами, так как эта область недоступна для обзора из горизонтального диверторного патрубка. Для простоты масштабирования числа пространственных каналов и универсальности, на каждую хорду наблюдения будет использоваться отдельный однолинзовый объектив-коллиматор. Собранный свет при помощи оптоволоконных сборок передается до вакуумного фланца через стандартные 600 мкм сквозные соединения для работы с оптоволоконном в сверхглубоком вакууме (далее проходки), по одной проходке на каждое оптоволоконно, и далее по оптоволоконным жгутам до диагностического помещения со спектральными приборами рис. 7.

Вакуумный объектив-коллиматор представляет собой сборку из асферической линзы и стального немагнитного корпуса с разъемом под SMA-905 коннектор. Фокусное расстояние $f = 10.9$ мм (на длине волны 543 мм), телесный угол сбора света соответствует числовой апертуре

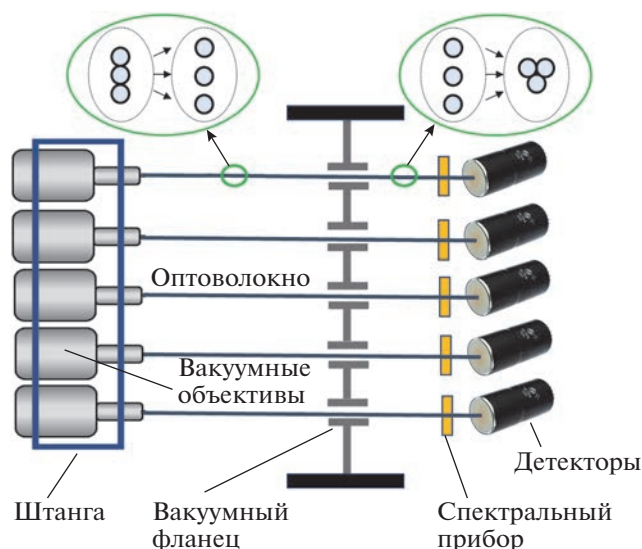


Рис. 7. Схематическое изображение вакуумной приемной системы.

$NA = 0.25$. Расстояние от вакуумных объективов до лазерного пучка варьируется от 125 мм для нижней хорды наблюдения до 140 мм для верхней.

Передача сигналов от коллиматоров до вакуумного фланца будет осуществляться по вакуумному высокотемпературному оптоволокну с $d_{core} = 600$ мкм, $NA = 0.22$ и SMA-905 коннекторами на концах. Защитная оболочка волокна может быть полиимидной или алюминиевой для соответствия вакуумным и температурным условиям дивертора T-15МД (прогрев до 200 °С). С целью повышения эффективности сбора излучения решено использовать три оптоволоконных пучка, выстроенных в ряд (вертикальная сборка) в SMA разъеме, подсоединяемом к объективу, с разветвлением на отдельные волокна для выхода из вакуума через стандартные 600 мкм проходки. Вакуумный фланец позволяет с легкостью разместить все 15 оптоволоконных проходок (по три на каждую из пяти хорд наблюдения).

Изображение волокон, передаваемое внутривакуумными объективами на лазерный пучок показано на рис. 8. Размер области наблюдения сигналов зависит от расстояния между пучком и линзой объектива. Сечение изображения рис. 9 центрального оптоволоконного пучка по горизонтали: ширина нижней хорды наблюдения $\Delta x_{chord} = 5.7$ мм (на полувысоте), верхней — $\Delta x_{chord} = 6.6$ мм. Для нижней хорды высота отрезка наблюдения составляет $\Delta y_{chord} = 19.1$ мм, для верхней — 22.0 мм. Кроме вариации размера области сбора полезных сигналов, вакуумные объективы дают незначительное виньетирование для верхнего и нижнего волокон сборок. Как видно из расчетов, пятно изображения полностью перекрывает ширину лазерного пучка, как и в случае с атмосферным объективом.

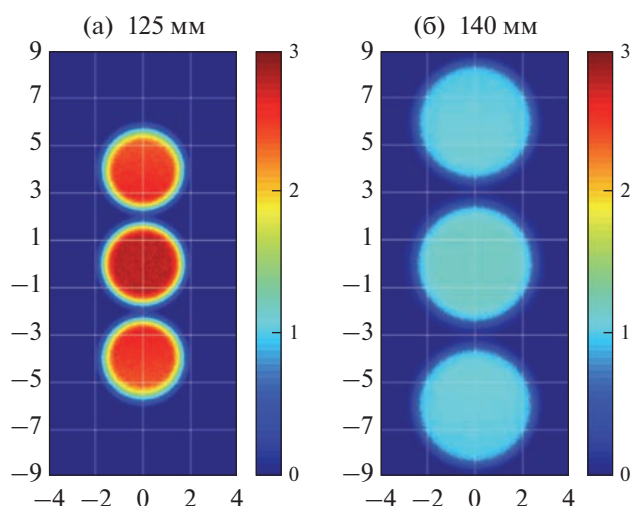


Рис. 8. Изображение сборок оптоволоконных вакуумных объективов на расстоянии 125 мм (а) и 140 мм (б) от линзы: цветом показана интенсивность в отн.ед., размеры — в миллиметрах.

Планируется все вакуумные объективы устанавливать в единую сборку, позволяющую выполнять совместную автоматизированную юстировку по одной оси (по тору, вокруг вертикальной оси) и ручную подстройку по двум другим при первоначальной установке и настройке системы. Для защиты вакуумной оптики от загрязнения (запыления) во время технологических режимов работы токамака, сборка модулей объективов закрывается металлической шторкой с пьезоприводом, либо электромагнитным актуатором. Защитная шторка открывается только во время проведения измерений, калибровки и юстировки. Все остальное время объективы закрыты от внешнего воздействия. Вакуумное окно, за которым расположен атмосферный объектив, также закрывается шторкой или вакуумным затвором (шибер) для защиты от воздействия плазмы во время технологических разрядов.

4. ОБОСНОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ДИАГНОСТИКИ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ КОНЦЕНТРАЦИИ АТОМОВ ВОДОРОДА В ДИВЕРТОРЕ T-15МД

В предыдущем разделе была рассмотрена техническая сторона вопроса реализации диагностики в диверторе. В данном разделе представлено расчетное обоснование возможности применения ЛИТ и ЛИФ для измерения концентрации атомов водорода в диверторе T-15МД. Рассмотрены три задачи: расчет ожидаемых полезных сигналов тушения и флуоресценции с помощью столкновительно-излучательной модели (СИМ), оценка фоновой засветки из плазмы и расчет ошибок измерений концентрации водорода.

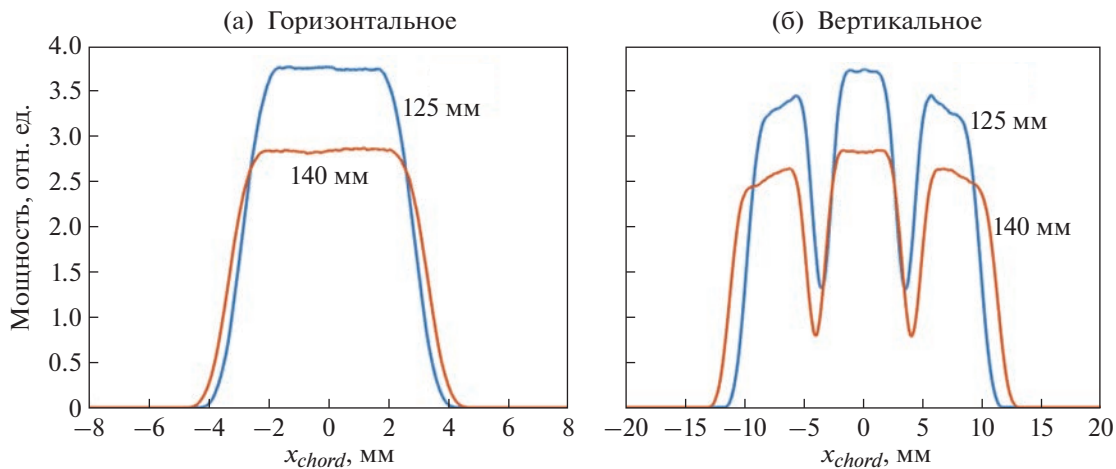


Рис. 9. Горизонтальное (а) и вертикальное (б) сечение области наблюдения сигналов из плазмы для нижней (125 мм от линзы объектива) и верхней (140 мм) хорд наблюдения.

Расчеты сигналов выполнены с использованием двухмерных распределений параметров плазмы, полученных в коде SOLPS 4.3, для режимов с омическим и дополнительным нагревом ($P_{SOL} = 1, 2$ и 10 МВт), низкой и высокой плотностью плазмы в диверторе (табл. 1). SOLPS позволяет получить распределения параметров плазмы в пристеночной области токамака в зависимости от макроскопических параметров импульса токамака, таких как: суммарная мощность, проходящая через последнюю замкнутую магнитную поверхность (P_{SOL}), концентрация электронов на сепаратрисе ($\bar{n}_e^{sep}$). Кроме распределений параметров, SOLPS выдает ожидаемые потоки тепла из плазмы на приемные пластины дивертора: $q_{pk}^{tot in}$ и $q_{pk}^{tot out}$ — пиковый тепловой поток на внутреннюю и внешнюю пластины соответственно. Для оценки сигналов и погрешностей измерения использовались полученные в расчетах распределения концентрации электронов (n_e), температуры электронов (T_e), концентрации атомов и ионов водорода — $n_a(H)$ и $n_i(H)$.

Пример распределения некоторых параметров плазмы в диверторной области установки для сценария #207 ($P_{SOL} = 2$ МВт, $\bar{n}_e^{sep} = 1.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$) приведен на рис. 10. Сценарий соответствует импульсу токамака с однонулевой диверторной конфигурацией магнитного поля, омическим и дополнительным гиротронным (1–2 МВт) нагревом плазмы. Обобщая результаты по всем сценариям, можно заключить, что плотность плазмы вблизи диверторных пластин достигает $\sim 10^{21} \text{ м}^{-3}$, а температура варьируется в диапазоне от 200 эВ на входе в дивертор до примерно 1 эВ в районе выхода сепаратрисы на диверторную пластину и в междиверторном пространстве. Расчетная концентрация атомарного водорода достигает значе-

ния 10^{20} м^{-3} около стенки в районе выхода сепаратрисы для сценариев с высокой плотностью плазмы и 10^{18} м^{-3} для сценариев с низкой плотностью. Отметим, что полученные диапазоны значений, укладываются в рамки применимости ЛИТ- и ЛИФ-методов.

Для расчета ожидаемых сигналов тушения и флуоресценции, полученные при помощи SOLPS параметры диверторной плазмы были интерполированы на лазерный луч (рис. 11): сплошными линиями показаны распределения вдоль луча, а квадратами — значения в точках пересечения луча и хорд наблюдения. В зависимости от сценария концентрация электронов меняется от 10^{18} до 10^{21} м^{-3} , достигая максимального значения в районе выхода сепаратрисы на диверторную пластину, что соответствует примерно 20 см координаты вдоль лазерного луча. При этом температура электронов изменяется от долей электронвольт около стенки до примерно 100 эВ в верхних точках измерения, близких к X-точке. Концентрация атомарного водорода ожидается в диапазоне $10^{20} - 10^{15} \text{ м}^{-3}$, с пиком вблизи приемной пластины и падением на 2–3 порядка по мере удаления от нее.

Таблица 1. Список сценариев SOLPS, для которых проведен анализ возможности измерения параметров плазмы ЛИТ- и ЛИФ-диагностиками

SOLPS	P_{SOL} , МВт	$\bar{n}_e^{sep} \times 10^{19}$, м^{-3}	$q_{pk}^{tot in}$, МВт/ м^2	$q_{pk}^{tot out}$, МВт/ м^2
208	1	0.48	0.73	0.5
217	1	1.27	0.12	0.10
189	2	0.53	2.4	1.3
207	2	1.50	0.33	0.29
227	10	2.18	16.7	11.5
240	10	3.82	2.6	3.1

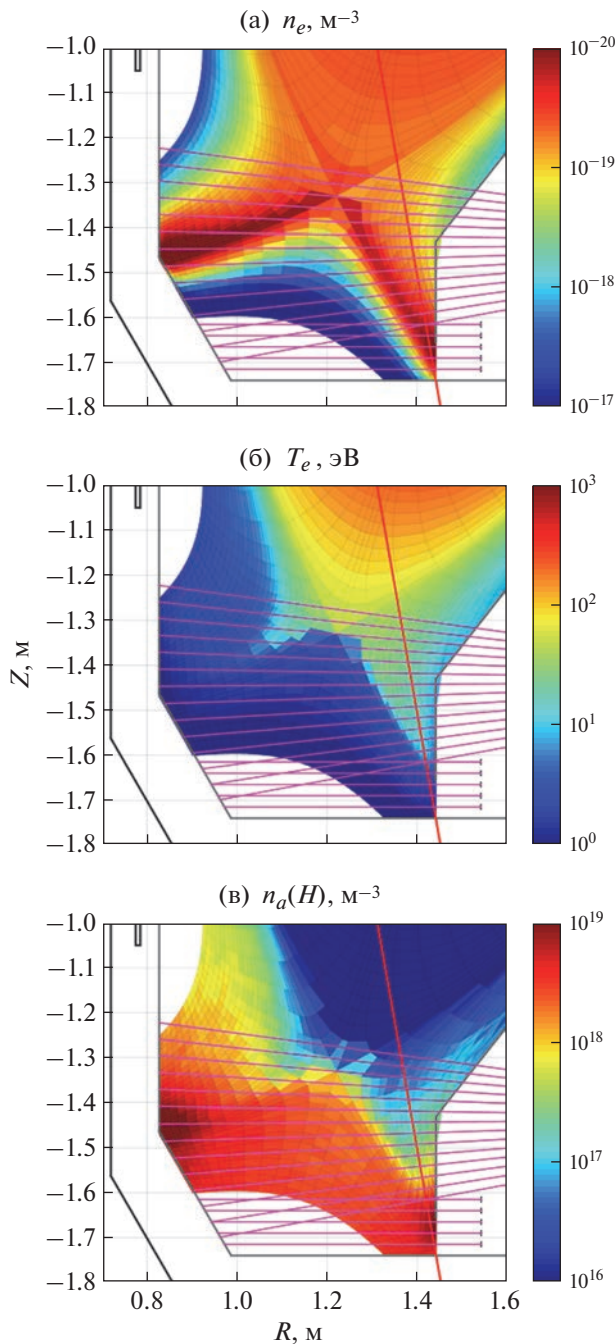


Рис. 10. Двухмерные распределения параметров плазмы: а) n_e , б) T_e , в) $n_a(H)$ — из кода SOLPS 4.3 для сценария с $P_{SOL} = 2$ МВт и $\bar{n}_e^{sep} = 1.50 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Красная линия — положение лазерного пучка, малиновые линии — хорды наблюдения.

4.1. Расчет ожидаемых сигналов тушения и флуоресценции

Используя СИМ [16], расчетные распределения параметров плазмы вдоль лазерного пучка и характеристики лазерного излучения можно рассчитывать ожидаемые сигналы тушения N_α и флуо-

ресценции в H_β . В расчетах использовались следующие параметры лазерного источника: длина волны генерации $\lambda_1 = 1875 \text{ нм}$, пиковая мощность $P = 5 \text{ Вт}$, спектральная ширина линии $\Delta\lambda_1 = 2 \text{ нм}$, длительность импульса $\tau_1 = 500 \text{ нс}$ (частота следования импульсов 1 МГц). Диаметр лазерного пучка $d = 4 \text{ мм}$ определяется используемым коллиматором и в расчетах был принят одинаковым вдоль всей хорды зондирования.

Геометрические размеры областей, из которых собираются полезные сигналы флуоресценции и тушения соответствуют усредненным расчетным (раздел 3.3): диаметр пучка $d = 4 \text{ мм}$; высота отрезков наблюдения для нижних пяти хорд (внутривакуумные объективы) $h_{1-5} = 20.5 \text{ мм}$, для остальных $h_{6-19} = 26 \text{ мм}$ (атмосферные объективы); ширина хорд наблюдения $\Delta_{1-5} = 6.2 \text{ мм}$ и $\Delta_{6-19} = 7.5 \text{ мм}$, телесный угол сбора света $\Omega_{1-5} = 4.0 \times 10^{-3} \text{ стер}$ и $\Omega_{6-19} = 6.4 \times 10^{-3} \text{ стер}$ для вакуумной и атмосферной оптики соответственно. Пропускания в расчетах сигналов принято одинаковым ($T = 0.35$) для вакуумной и атмосферной систем сбора света.

Так как сигналы тушения и флуоресценции представляют собой интеграл интенсивности свечения линии за время Δt за вычетом постоянной составляющей фонового излучения, а фотонный шум пропорционален $(\Delta t)^{1/2}$, важно выбрать время интегрирования так, чтобы собрать весь полезный сигнал, но минимально захватывать фоновое излучение. Таким образом, для модулированного во времени лазера ($\tau_1 = 500 \text{ нс}$), оптимальное время интегрирования сигнала можно принять равным длительности лазерного импульса. Результаты расчета интегральных сигналов флуоресценции на линии $H_\beta = 486 \text{ нм}$ и тушения линии $H_\alpha = 656 \text{ нм}$ вдоль хорды зондирования, с учетом геометрии сбора света и пропускания оптического тракта, показаны на рис. 12 для всех рассматриваемых сценариев работы Т-15МД.

Ожидаемые сигналы флуоресценции составляют 100–3000 фотонов (на фотодетекторе) для верхней части хорды зондирования в зависимости от хорды и сценария и от 10 до 3000 фотонов для нижней. Сигналы тушения линии H_α примерно на порядок выше сигналов флуоресценции и лежат в диапазоне от 10^2 до 10^5 фотонов. Отличие интенсивностей сигналов тушения и флуоресценции обусловлено разницей значений коэффициентов Эйнштейна соответствующих переходов. Падение интенсивности сигналов ЛИТ и ЛИФ (с 6-й хорды) по мере удаления от стенки дивертора в первую очередь связано со снижением концентрации атомов водорода (см. рис. 11). Расчетные значения сигналов для вакуумных объективов (1–5 хорды) сильно зависят от сценария работы установки: в режимах с высокой плотностью интен-

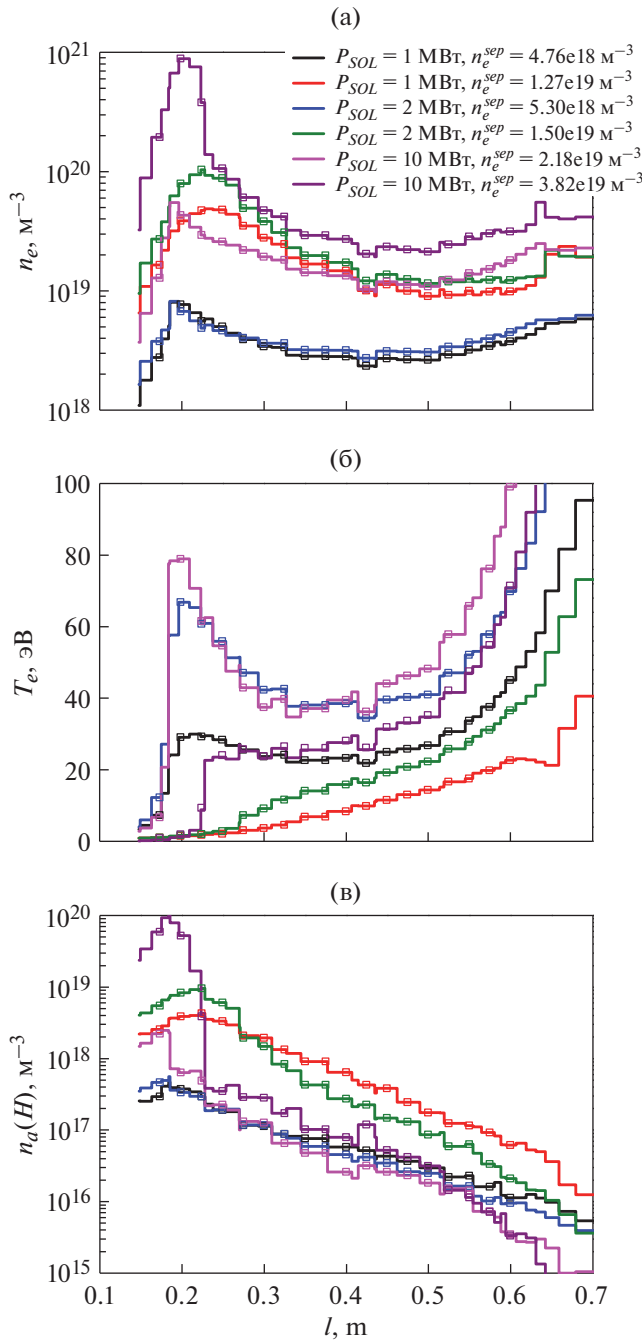


Рис. 11. Распределения параметров плазмы вдоль лазерного луча (l — координата вдоль лазерного луча снизу вверх) для сценариев SOLPS с $P_{SOL} = 1, 2$ и 10 МВт: а) n_e, M^{-3} , б) $T_e, \text{эВ}$, в) $n_a(\text{H}), \text{M}^{-3}$.

сивности ожидаются примерно на порядок выше, чем в режимах с низкой плотностью.

4.2. Фоновая засветка

С помощью той же СИМ, но без учета воздействия лазерного излучения, были посчитаны распределения светимости линий H_α и H_β в дивер-

торной области токамака. Результаты расчета для сценариев Т-15МД с $P_{SOL} = 2$ МВт, высокой и низкой плотностью плазмы показаны на рис. 13. Наиболее сильное свечение в линиях H_α и H_β наблюдается в режимах с высокой плотностью, независимо от вкладываемой мощности. Причем “ярко” светится и Х-точка, и вся область плазмы вокруг сепаратрисы. Интенсивности свечения во внешней и внутренней ноге дивертора значительно отличаются, из-за несимметричного дивертора. В режимах с низкой плотностью максимальное свечение в линиях H_α и H_β наблюдается в районе выхода сепаратрисы на приемные пластины, распространяясь вдоль сепаратрисы вплоть до Х-точки.

Чтобы получить интенсивности фонового излучения в линиях H_α и H_β , приходящие на фотодетекторы (I_i^{PD}), необходимо проинтегрировать распределения светимостей вдоль хорд наблюдения с учетом геометрических факторов, телесных углов сбора света и коэффициентов пропускания оптического тракта:

$$I_i^{PD} = \int_{l_i}^{l_2} I_{BG}(l_i) dl_i \times h_i \Delta_i \Omega_i T_i,$$

где l_i — координата вдоль i -й хорды наблюдения, h_i — высота сечения хорды наблюдения, Δ_i — ширина сечения хорды наблюдения, Ω_i — телесный угол сбора света, T_i — итоговое пропускание оптического тракта и спектрального прибора i -й хорды.

Результаты расчета интенсивностей фонового излучения в регистрируемых линиях водорода, приходящих на фотодетектор, показаны на рис. 14: зеленой заливкой дополнительно отмечены хорды, соответствующие внутривакуумной системе сбора света. Фоновое излучение, собираемое атмосферным объективом, лежит в диапазоне от 10^{12} до 10^{14} фотонов/с (линия H_α) и от 10^{11} до 10^{13} фотонов/с для линии H_β , в зависимости от сценария SOLPS. Для одного канала значения фонового излучения меняются в пределах порядка в зависимости от сценария. Для вакуумных объективов, из-за разной длины хорд наблюдения, пересекающих объем плазмы (см. рис. 2), интенсивность фона возрастает до 3-х порядков (в зависимости от режима) при переходе от нижней к верхней хорде.

В среднем, интенсивность фонового излучения в линии H_α на порядок превышает H_β , что, как и в случае с сигналами тушения и флуоресценции, связано с вероятностями соответствующих радиационных переходов.

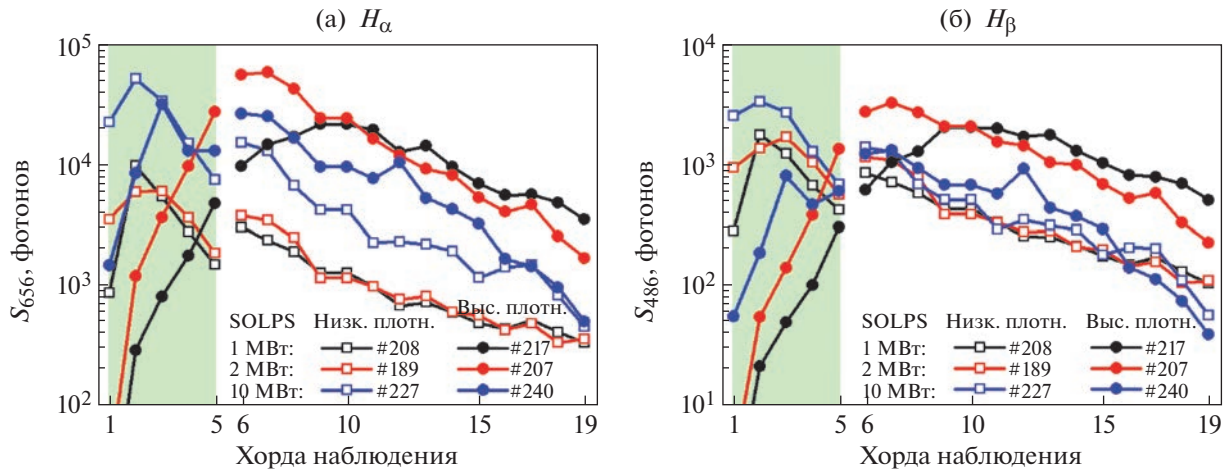


Рис. 12. Расчетные сигналы тушения H_α (а) и флуоресценции в линии H_β (б). Хорды 1–5 – вакуумные объективы, 6–19 – атмосферная система сбора света.

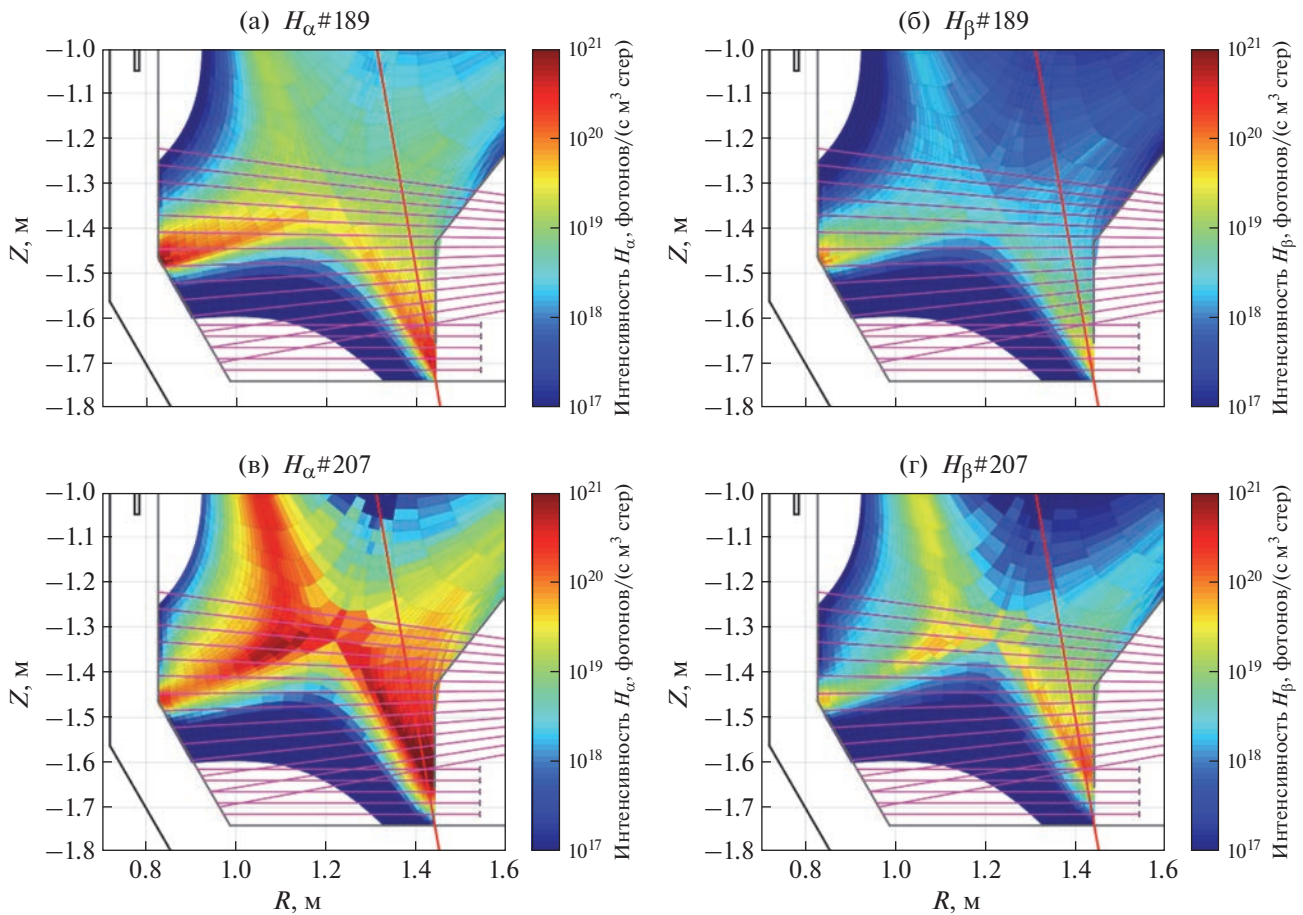


Рис. 13. Двухмерные распределения интенсивности светимости линии H_α (а, в) и H_β (б, г) в диверторе Т-15МД для сценариев $P_{SOL} = 2$ МВт с низкой (#189) (а, б) и высокой (#207) (в, г) плотностью.

4.3. Ожидаемые ошибки измерения $n_a(HI)$

Опираясь на полученные значения полезных сигналов тушения / флуоресценции и фоновой

засветки, были рассчитаны ожидаемые ошибки ЛИТ- и ЛИФ-измерений $n_a(HI)$ в приближении статистического фотонного шума. Использо-

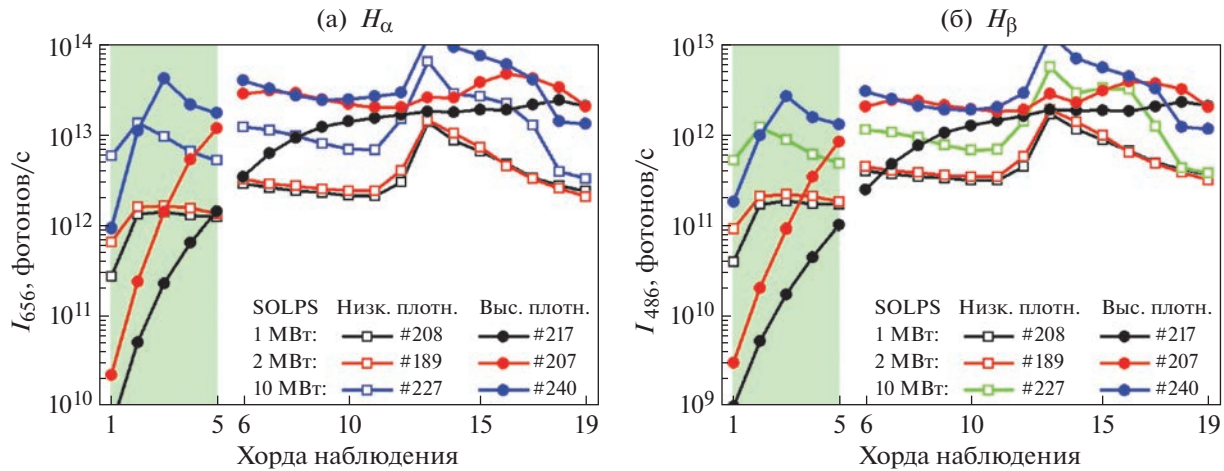


Рис. 14. Интенсивность фонового излучения в линиях H_α (а) и H_β (б) на фотодетекторе. Хорды 1–5 – вакуумные объективы, 6–19 – атмосферная система сбора света.

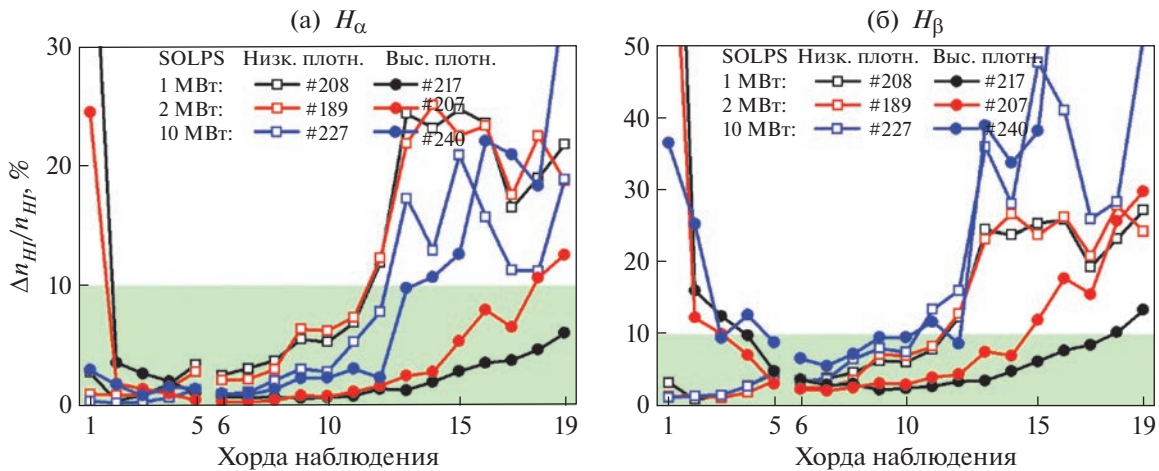


Рис. 15. Относительные ошибки измерения концентрации водорода на основе наблюдения тушения линии H_α (а) и флуоресценции в линии H_β (б) при использовании модулированного во времени волоконного лазера и усреднении сигналов за 10 мс. Хорды 1–5 – вакуумные объективы, 6–19 – атмосферная система сбора света.

лось следующее выражение для расчета относительных ошибок:

$$\frac{\Delta n_a}{n_a} = \frac{m \sqrt{I_{BG} \Delta t + S_{LIF/LIQ}}}{|S_{LIF/LIQ}| \sqrt{QN}},$$

где I_{BG} – интенсивность фонового излучения, Δt – время интегрирования сигнала, $S_{LIF/LIQ}$ – сигналы флуоресценции/тушения, Q – квантовый выход фотодетектора ($Q \approx 0.2$ для ФЭУ), N – число лазерных импульсов на одно измерение концентрации (усреднение), m – коэффициент запаса ($m = 2-5$, примем $m = 3$), необходимый для учета других источников шума (предусилителя, АЦП и т.п.).

Результаты расчетов ошибок показаны на рис. 15: (а) соответствует ошибкам измерений

$n_a(HI)$ по сигналам тушения линии H_α , (б) – по сигналам флуоресценции в линии H_β . Зеленым цветом обозначена область, в которой ошибки не превышают 10%. Из графиков видно, что ошибки ЛИФ-метода лежат в пределах 10% только для середины хорды зондирования (5–10 точки). В нижней части хорды зондирования, наблюдаемой вакуумными объективами, измерения $n_a(HI)$ получится проводить только в сценариях с низкой плотностью, а в верхней – в сценариях с высокой плотностью и интенсивным дополнительным нагревом плазмы. Для ЛИТ-метода ситуация обстоит значительно лучше, так как сигналы тушения на порядок выше сигналов флуоресценции. Ожидается, что метод ЛИТ позволит измерять $n_a(HI)$ с ошибкой в пределах 25% вдоль всей хорды зондирования за исключением ближайшей

к мишени дивертора точки, где температура в некоторых режимах может быть значительно ниже 1 эВ, что недостаточно для эффективного возбуждения атомов водорода. При этом в центральной части хорды зондирования ошибки измерения $n_a(\text{H I})$ не превышают 5–7%.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показана возможность измерения локальной концентрации атомарного водорода в диверторе установки Т-15МД методами лазерно-индуцированного тушения и лазерной индуцированной флуоресценции. Рассмотрены как физическая, так и техническая (концептуальная) стороны вопроса. При анализе применимости методов измерений использовались двумерные распределения параметров плазмы, полученные с помощью кода SOLPS 4.3 для плазмы с магнитной конфигурацией однонулевого дивертора. Расчет ожидаемых сигналов фонового излучения в линиях, также как и полезных сигналов тушения и флуоресценции был выполнен в адаптированной для Т-15МД столкновительно-излучательной модели H I.

В качестве источника лазерного излучения выбран модулированный во времени тулиевый волоконный лазер с длиной волны генерации 1875 нм, пиковой мощностью 5 Вт и возможностью подстройки длины волны в диапазоне ± 2 нм. Наблюдение сигналов предлагается проводить двумя оптическими системами: для нижней области дивертора (недоступной для наблюдения через имеющиеся патрубки) – вакуумные объективы, по одному на каждый пространственный канал (всего 5 хорд наблюдения), для верхней – атмосферный объектив, установленный за вакуумным окном. Ожидаемое пространственное разрешение составляет вдоль лазерного пучка примерно 20–26 мм, поперек – до 5 мм (диаметр лазерного пучка $d_{\text{las}} \approx 4$ мм). Для повышения точности измерений сигналы будут усредняться по 10 мс (10^4 лазерных импульсов при частоте генерации лазера 1 МГц).

Расчет ожидаемых ошибок измерения $n_a(\text{H I})$ выполнен для 6 сценариев работы токамака: без дополнительного нагрева плазмы ($P_{\text{SOL}} = 1$ МВт) и с дополнительным нагревом ($P_{\text{SOL}} = 2$ и 10 МВт) с высокой и низкой плотностью плазмы. Относительные ошибки по ЛИФ-методу в зависимости от хорды наблюдения и сценария достигают 50%. В то время как, прогнозируемые ошибки по ЛИТ-методу лежат в пределах 10% для большинства точек измерений и не превышают 25% для верхних хорд наблюдения. Ошибки измерения концентрации для ЛИФ-метода в разы выше, чем для ЛИТ, из-за более высокого уровня сигналов

тушения H_α по сравнению с сигналами флуоресценции в линии H_β .

Исходя из полученных результатов, можно заключить, что предлагаемая диагностика концентрации атомов водорода методом лазерного индуцированного тушения линии H_α может быть успешно применена для исследования диверторной плазмы токамака Т-15МД. Локальный характер ЛИТ дает возможность проводить измерения в диверторе с большими градиентами параметров плазмы поперек и вдоль магнитных силовых линий без применения сложных интерпретационных моделей.

По аналогии с ITER и TRT, ЛИТ (ЛИФ) диагностика может быть объединена с диагностикой диверторного томсоновского рассеяния [27, 28]. Совмещение диагностики потребует применения собирающих оптических элементов, с высоким пропусканием в видимой и ИК-‘областях спектра. Совмещенная диагностика позволит одновременно измерять n_e , T_e , $n_a(\text{H I})$ в диверторе, а при использовании сканирующего по длинам волн лазера, также и ионную температуру T_i .

Анализ применимости ЛИТ- и ЛИФ-измерений $n_a(\text{H I})$ в диверторе Т-15МД был выполнен в приближении оптически-прозрачной плазмы. В условиях интенсивного дополнительного нагрева и больших потоков в дивертор, около стенки в районе выхода сепаратрисы будет формироваться область плазмы с высоким давлением нейтрального водорода. В подобных условиях в экспериментах наблюдается запираение излучения в линиях лаймановской серии атомарного водорода [29]. В дальнейшем необходимо рассмотреть возможности диагностики с учетом частичного запираения излучения в линиях водорода.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Clark J.G., Bowden M.D., Scannell R. // Review of Scientific Instruments. 2021. Т. 92. № 4. С. 043545. <https://doi.org/10.1063/5.0043813>
2. Blanchard P., Andrebe Y., Arnichand H., Agnello R., Antonioni S., Couturier S., Decker J., De Kerchove D'Exaerde T., Duval B.P., Furno I., Isoz P.-F., Lavanchy P., Llobet X., Marlétaz B., Masur J. and the TCV team // Journal of Instrumentation. 2019. Т. 14. № 09. С. C09013. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/10/C10038>
3. Asadulin G.M., Bel'bas I.S., Gorshkov A.V. // Fusion Engineering and Design. 2022. Т. 177. С. 113066. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2022.113066>
4. Gorbunov A.V., Klyuchnikov L.A., Korobov K.V. // Issues Atomic Sci. Technol. Ser. Thermonucl. Fusion. 2015. Т. 2. С. 62.
5. Verhaegh K., Lipschultz B., Duval B.P., Harrison J.R., Reimerdes H., Theiler C., Labit B., Maurizio R., Marini C., Nespoli F., Sheikh U., Tsuid C.R., Vianello N., Vijvers W.A.J., the TCV team and the EURO fusion MST

- team* // Nuclear Materials and Energy. 2017. T. 12. C. 1112.
<https://doi.org/10.1016/j.nme.2017.01.004>
6. *Isler R.C.* // Fusion engineering and design. 1997. T. 34. C. 115.
7. *Soukhanovskii V.A., McLean A.G., Allen S.L.* // Review of Scientific Instruments. 2014. T. 85. № 11. C. 11E418.
<https://doi.org/10.1063/1.4891600>
8. *Griener M., Wolfrum E., Cavedon M., Dux R., Rohde V., Sochor M., Muñoz Burgos J.M., Schmitz O., Stroth U. and ASDEX Upgrade Team* // Review of Scientific Instruments. 2018. T. 89. № 10. C. 10D102.
<https://doi.org/10.1063/1.5034446>
9. *Agostini M., Scarin P., Cavazzana R., Carraro L., Grando L., Taliercio C., Franchin L., Tiso A.* // Review of Scientific Instruments. 2015. T. 86. № 12. C. 123513.
<https://doi.org/10.1063/1.4939003>
10. *Kim M., Cho M.S., Cho B.I.* // Journal of Nuclear Materials. 2017. T. 487. C. 305.
<https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2017.02.025>
11. *Paris P., Piip K., Hakola A., Laan M., Aints M., Koivuranta S., Likonen J., Lisovski A., Mayer M., Neu R., Rohde V., Sugiyama K. and ASDEX Upgrade Team* // Fusion Engineering and Design. 2015. T. 98. C. 1349.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2015.03.004>
12. *Krupin V.A., Klyuchnikov L.A., Korobov K.V., Nemets A.R., Nurgaliev M.R., Gorbunov A.V., Naumenkov N.N., Troynova V.I., Tugarinova S.N., Fomin F.V.* // Physics of Atomic Nuclei. 2015. T. 78. C. 1164.
<https://doi.org/10.1134/S1063778815100051>
13. *Brix M., Dodt D., Dunai D., Lupelli I., Marsen S., Melson T.F., Meszaros B., Morgan P., Petravich G., Refy D.I., Silva C., Stamp M., Szabolcs T., Zastrow K.-D., Zoletnik S. and JET-EFDA Contributors* // Review of Scientific Instruments. 2012. T. 83. № 10. C. 10D533.
<https://doi.org/10.1063/1.4739411>
14. *Lomanowski B.A., Meigs A.G., Sharples R.M., Stamp M., Guillemot C. and JET Contributors* // Nuclear Fusion. 2015. T. 55. № 12. C. 123028.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/12/123028>
15. *Wu H., Subba F., Wischmeier M., Cavedon M., Zaniro R., ASDEX Upgrade Team* // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2021. T. 63. № 10. C. 105005.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/ac1568>
16. *Gorbunov A., Mukhin E., Burgos J.M., Krivoruchko D., Vukolov K., Kurskiev G., Tolstyakov S.* // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2022. T. 64. № 11. C. 115004.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/ac89ad>
17. *Gorbunov A.V., Mukhin E.E., Berik E.B., Vukolov K.Y., Lisitsa V.S., Kukushkin A.S., Levashova M.G., Barnsley R., Vayakis G., Walsh M.J.* // Fusion Engineering and Design. 2017. T. 123. C. 695.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2017.05.129>
18. *Gorbunov A.V., Mukhin E.E., Berik E.B., Melkumov M.A., Babinov N.A., Kurskiev G.S., Tolstyakov S.Yu., Vukolova K.Yu., Lisitsa V.S., Levashova M.G., Andrew P., Kempenaars M., Vayakis G., Walsh M.J.* // Fusion Engineering and Design. 2019. T. 146. C. 2703.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2019.04.091>
19. *Gohil P., Burgess D.D.* // Plasmaphysics. 1983. T. 25. № 10. C. 1149.
20. *Gorbunov A.V., Molodtsov N.A., Moskalenko I.V., Shcheglov D.A.* // Review of Scientific Instruments. 2010. T. 81. № 10. C. 10D712.
<https://doi.org/10.1063/1.3475799>
21. *Che Y., Zang Q., Han X., Xiao S., Hu J., Ren M., Liu J., Zhou J.* // Fusion Engineering and Design. 2021. T. 169. C. 112699.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2021.112699>
22. *Khvostenko P.P., Anashkin I.O., Bondarchuk E.N., Chudnovsky A.N., Kavin A.A., Khvostenko A.P., Kirneva N.A., Kuzmin E.G., Levin I.V., Leonov V.M., Lutchenko A.V., Modyaev A.L., Nikolaev A.V., Notkin G.E., Romannikov A.N., Roy I.N., Sokolov M.M., Sushkov A.V.* // Fusion Engineering and Design. 2021. T. 164. C. 112211.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2020.112211>
23. *Loarte A., Lipschultz B., Kukushkin A.S.* // Nuclear Fusion. 2007. T. 47.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/47/6/S04>
24. *Kubach T., Lindner P., Kallenbach A., Schumacher U., ASDEX Upgrade Team* // 31st European Physical Society Conference on Plasma Physics. European Physical Society, 2004.
25. *Razdobarin G.T., Semenov V.V., Sokolova L.V., Folomkin I.P., Burakov V.S., Misakov P.Y., Naumenkov P.A., Nechaev S.V.* // Nuclear Fusion. 1979. T. 19. № 11. C. 1439.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/19/11/004>
26. *Асадулин Г.М., Бельбас И.С., Горшков А.В.* // ВАХТ. Сер. Термоядерный синтез. 2016. T. 39. № 2.
<https://doi.org/10.21517/0202-3822-2016-39-2-91-95>
27. *Mukhin E.E., Kurskiev G.S., Gorbunov A.V., Samsonov D.S., Tolstyakov S.Y., Razdobarin A.G., Babinov N.A., Bazhenov A.N., Bukreev I.M., Dmitriev A.M., Elets D.I., Koval A.N., Litvinov A.E., Masyukevich S.V., Senichenkov V.A., Solovoi V.A., Tereshchenko I.B., Varshavchik L.A., Kukushkin A.S., Khodunov I.A., Levashova M.G., Lisitsa V.S., Vukolov K.Yu., Berik E.B., Chernakov P.V., Chernakov A.I.P., Chernakov An.P., Zatilkin P.A., Zhiltsov N.S., Krivoruchko D.D., Skrylev A.V., Mokeev A.N., Andrew P., Kempenaars M., Vayakis G., Walsh M.J.* // Nuclear Fusion. 2019. T. 59. № 8. C. 086052.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab1cd5>
28. *Mukhin E.E., Tolstyakov S.Y., Kurskiev G.S., Zhiltsov N.S., Koval A.N., Solovoi V.A., Gorbunov A.V., Gorshkov A.V., Asadulin G.M., Kornev A.F., Makarov A.M., Bogachev D.L., Babinov N.A., Samsonov D.S., Razdobarin A.G., Bazhenov A.N., Bukreev I.M., Dmitriev A.M., Elets D.I., Senichenkov V.A., Tereshchenko I.B., Varshavchik L.A., Khodunov I.A., Chernakov An.P., Marchii G.V., Nikolaenko K.O., Ermakov N.V.* // Plasma Physics Reports. 2022. T. 48. № 8. C. 866.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X22700301>
29. *Pshenov A.A., Kukushkin A.S., Gorbunov A.V., Marenkov E.D.* // Nuclear Materials and Energy. 2022. C. 101342.
<https://doi.org/10.1016/j.nme.2022.101342>