

УДК 533.9

ОБОБЩЕНИЕ МОДИФИЦИРОВАННОГО МЕТОДА SXB ДЛЯ ВОДОРОДА НА СЛУЧАЙ СМЕСИ ИЗОТОПОВ

© 2023 г. А. Б. Кукушкин^{a, b}, В. С. Неверов^a, Р. И. Хуснутдинов^{a, b, *}

^a НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

^b НИЯУ МИФИ, Москва, Россия

*e-mail: Khusnutdinov_RI@nrcki.ru

Поступила в редакцию 30.09.2022 г.

После доработки 31.10.2022 г.

Принята к публикации 01.11.2022 г.

Создан симулятор кинетики рециклинга изотопов водорода в плазме для H-альфа диагностики топливного соотношения в токамаке-реакторе. Симулятор является обобщением на случай смеси изотопов метода, являющегося модификацией для водорода известного метода SXB для определения плотности потока примеси с первой стенки вакуумной камеры в плазму по измерению интенсивности спектральной линии атома или иона, интегральной по длине волны в пределах ширины линии. Симулятор позволяет в режиме реального времени (например, за время 100 мс по требованиям контроля параметров изотопов водорода в демонстрационном токамаке-реакторе ИТЭР) определять параметры топливного соотношения для смеси изотопов водорода дейтерия и трития. Разработанный подход позволяет определять плотность потока изотопов водорода с первой стенки в плазму по результатам спектроскопии высокого разрешения линий бальмеровской серии без использования существенных, но трудно интерпретируемых молекулярных спектров водорода. Проведенные расчеты для типичных условий пристеночной плазмы в токамаках-реакторах показали приемлемую точность восстановления плотности потока и топливного отношения в некоторой части операционного пространства работы реактора. Обсуждается место симулятора в более точной и более длительной интерпретации измерений H-альфа диагностики.

Ключевые слова: диагностика плазмы, рециклинг водорода, ИТЭР, метод SXB, спектроскопия высокого разрешения

DOI: 10.31857/S0367292122601230, **EDN:** NWZOTF

1. ВВЕДЕНИЕ

Приток изотопов водорода из первой стенки в плазму представляет практический интерес для управляемого ядерного синтеза в водородной плазме с произвольной смесью изотопов водорода (H, D, T). Рециклинг водорода между первой стенкой и плазмой непосредственно влияет на профили параметров плазмы в периферийных областях и оказывает влияние на работу термоядерного реактора [1, 2]. Сложность кинетики рециклинга водорода между плазмой и первой стенкой, а также наличие сильного фонового излучения от рассеянного диверторного света (РДС) в основной камере [3] требуют применения спектроскопии высокого разрешения (СВР) и решения многопараметрических обратных задач для восстановления (“измерения”) требуемых параметров [3] (о роли рассеянного света см. также [4–8]). Расчет кинетики плазмы является сложной задачей, которая не может быть решена аналитически. В настоящее время наиболее точный прогноз параметров плазмы в пристеночном слое

плазмы (Scrape-off Layer (SOL), СОЛ) токамака может быть получен с помощью численного моделирования. В случае ИТЭР часто используется численный код SOLPS (B2-EIRENE) [9, 10]. Код OEDGE [11] позволяет экстраполировать параметры плазмы от края исходной численной сетки SOLPS до первой стенки. Необходимые для оптической диагностики расчеты функции распределения по скоростям (ФРС) нейтральных атомов водорода выполняются методом Монте-Карло с помощью кинетического кода EIRENE [9], который входит в состав кода SOLPS, но для получения ФРС со “спектроскопической” точностью требует автономного запуска при заданных гидродинамических параметрах плазмы (пространственных профилях плотности, температуры и др.). Все эти коды выполняют сложное численное моделирование и не могут быть использованы для восстановления параметров рециклинга водорода в так называемом режиме реального времени, при котором на небольшом интервале времени (в демонстрационном токамаке-реакторе

ИТЭР для измерений параметров изотопов водорода оно составляет 100 мс), происходит сбор первичной информации и ее интерпретация с выдчей результатов, необходимых для контроля работы установки.

Первым шагом в сторону ускорения обработки результатов измерений оптической диагностики топливного соотношения стало создание полуаналитической баллистической модели (БМ) [12–15]. Эта модель была создана для намного более быстрого (по сравнению с кодом EIRENE) расчета проникновения молекул и нейтральных атомов водорода в плазму. В этой модели имеются два первичных источника атомов изотопов водорода, локализованных на первой стенке. Молекулы с температурой стенки поступают в плазму, их диссоциация создает объемный источник атомов, после чего происходит последовательная генерация все более быстрых атомов, образующихся при перезарядке атомов на ионах плазмы. Другим источником атомов является отражение ионов от стенки с их одновременной рекомбинацией. Используя в качестве входных данных профили плотности и температуры ионов и электронов в СОЛ, а также температуру стенок, баллистическая модель позволяет получить в приближении плоского слоя, применимом к СОЛ в большей части основной камеры, ФРС нейтральных атомов и молекул. Эти ФРС представляют собой одномерные распределения по пространственной координате и одномерные распределения по проекции скорости на направление, перпендикулярное к стенке. Такие ФРС позволяют рассчитать плотность потока молекул и атомов со стенки в плазму. Баллистическая модель имеет следующие свободные параметры, относящиеся к указанным выше первичным источникам атомов изотопов водорода:

- плотность и температура нейтральных молекул на стенке (температура молекул на стенке может быть принята равной известной температуре стенки),
- плотности и эффективные температуры (точнее, средние значения энергии немаксвелловских фракций в полной ФРС) для групп атомов, образованных в результате прямого преобразования потока ионов из плазмы на стенку в поток нейтральных атомов в плазму при отражении ионов от стенки с мгновенной рекомбинацией, т.е. без захвата ионов в стенке и последующего образования молекул на стенке.

Нахождение этих параметров по экспериментальным данным требует решения обратной задачи путем наилучшей подгонки экспериментально измеренных спектров высокого разрешения водородных линий, например, линии бальмер-альфа. Необходимое теоретическое предсказание спектральной интенсивности линий изотопов во-

дорода можно рассчитать, используя следующие данные:

- ФРС нейтральных атомов, рассчитанную по баллистической модели,
- пространственные профили электронной плотности и температуры, взятые из экспериментальных данных или предсказательного моделирования,
- удельную (т. е. на один атом) излучательную способность атомов (так называемые коэффициенты эмиссии фотонов (ПЕС)), взятую, например, из базы данных ADAS [16].

Баллистическая модель позволяет рассчитать с удовлетворительной точностью необходимые параметры в тысячи раз быстрее, чем код EIRENE. Однако БМ нельзя использовать в реальном времени, что предполагает получение значений требуемых параметров в течение временного интервала < 100 мс, представляющего интерес для служб управления работой ИТЭР.

Баллистическая модель подсказала способ параметризации асимметричного контура линии бальмер-альфа (но также и любых других спектральных линий изотопов водорода, для которых можно пренебречь штарковским уширением) [17]. Эта параметризация содержит больше свободных параметров, чем баллистическая модель, однако не требует знания профилей плазмы в СОЛ. Подгонка экспериментального спектра параметризованным контуром линии позволяет восстанавливать такие параметры, как эффективные температуры различных групп атомов водорода [18], вклады СОЛ на стороне сильного и слабого поля в полный сигнал [4], изотопное отношение [19]. Однако именно из-за отсутствия привязки параметров этой модели контура линии к плотности и температуре электронов, ее, в отличие от баллистической модели, невозможно использовать для определения плотности потока атомов и молекул изотопов водорода со стенки в плазму. В дальнейшем параметризация [17] была встроена в более общую модель контуров спектральных линий водорода, учитывающую также штарковское уширение линии [20], что дало возможность восстанавливать также и плотность электронов, но только в диверторной плазме, где штарковское уширение играет существенную роль.

Для расчета плотности потока атомов и молекул со стенки в плазму в реальном времени, используя только данные спектроскопии и данные профилей плотности и температуры, можно применить методы, восходящие к методу SXB [21, 22] для атомов примеси в плазме токамаков (название метода сформировано из типичных обозначений элементарных радиационно-столкновительных процессов, указанных ниже, и стало именем собственным). Метод SXB был предло-

жен для диагностики притока примесей и основан на приблизительной связи между плотностью потока атомов (или ионов) со стенки в плазму и спектральной интенсивностью излучения атомной линии, собранного в детекторе на хорде наблюдения, направленной на соответствующую область на стенке. Хотя для водорода метод SXB напрямую не применим (о чем будет подробно рассказано ниже), им иногда пользуются для грубых оценок (во всяком случае, формальный расчет так называемых SXB-коэффициентов для типичных условий в ИТЭР можно найти в [23]). Применение идеи метода SXB к случаю молекул называется методом DXB, описание которого для случая водорода можно найти, например, в разделе 3.3 в [24] (название метода сформировано аналогично таковому для SXB, с заменой обозначения скорости ионизации на скорость диссоциации и тоже стало именем собственным). Комбинированный подход SXB+DXB позволил бы оценить поток атомов и молекул водорода в плазму со стенки токамака, однако для этого потребовались бы спектры излучения молекул, которые, однако, не будут использоваться для диагностики работы реактора ИТЭР из-за известных трудностей интерпретации этих спектров. Поэтому в [25] был предложен модифицированный метод SXB для использования вместо подхода SXB+DXB. Модифицированный метод SXB использует асимметрию формы спектральной линии излучения атомов водорода.

В данной работе разработано обобщение модифицированного метода SXB [25] на случай смеси изотопов дейтерия (D) и трития (T). Такая смесь содержит пять типов нейтралов, включая атомы (D, T) и разные типы молекул (D₂, DT, T₂), поэтому в отличие от [25] требуется построение более сложной модели: для однозначного нахождения всех потоков необходимо пять уравнений (а не два), использующих результаты измерения интенсивности линий с высоким спектральным разрешением.

2. КИНЕТИКА РЕЦИКЛИНГА ВОДОРОДА В ПРИБЛИЖЕНИИ ПЛОСКОГО СЛОЯ

Рассмотрим задачу полуаналитического описания ФРС атомов в пристеночной плазме в основной камере токамака. Толщина слоя плазмы с ненулевой, диагностически обнаруживаемой плотностью атомов (к этому слою относится область СОЛ и тонкий слой внутри сепаратрисы, см., например, моделирование кодом SOLPS в [26]) мала по сравнению с характерной длиной неоднородности вдоль направленной, параллельных первой стенке. Поэтому можно использовать приближение плоского слоя и предположить, что ФРС атомов водорода зависит от скорости и только одной пространственной координаты в

пристеночной плазме — расстояния от первой стенки.

Предполагая, что ось x направлена в плазму перпендикулярно поверхности первой стенки, в приближении плоского слоя можно записать кинетическое уравнение для нейтральных атомов изотопов водорода:

$$\begin{aligned} v_x \frac{\partial f^{(a)}(\mathbf{v}, x)}{\partial x} = & q^{(a)}(\mathbf{v}, x) + n_i^{(a)}(x) F_M^{(a+)}(\mathbf{v}, T_i(x)) \times \\ & \times \sum_{b=D,T} \int d\mathbf{v}' \sigma_{cx}(|\mathbf{v} - \mathbf{v}'|) |\mathbf{v} - \mathbf{v}'| f^{(b)}(\mathbf{v}', x) - \\ & - f^{(a)}(\mathbf{v}, x) n_e(x) \int d\mathbf{v}_e \sigma_{ai}(|\mathbf{v}_e|) |\mathbf{v}_e| F_M^{(e)}(\mathbf{v}_e, T_e(x)) - \\ & - f^{(a)}(\mathbf{v}, x) \sum_{b=H,D,T} n_i^{(b)}(x) \int d\mathbf{v}_i \sigma_{cx}(|\mathbf{v}_i - \mathbf{v}|) \times \\ & \times |\mathbf{v}_i - \mathbf{v}| F_M^{(b+)}(\mathbf{v}_i, T_i(x)), \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $f^{(a)}(\mathbf{v}, x)$ — ФРС атомов a -го изотопа водорода ($a = H, D, T$) по проекции скорости на ось x . Другие функции в (1) обозначают следующие величины:

$$n^{(a)}(x) = \int f^{(a)}(\mathbf{v}, x) d\mathbf{v}$$

— плотность атомов a -го изотопа водорода;
 $q^{(a)}(\mathbf{v}, x)$ — объемный источник атомов вследствие диссоциации молекул и молекулярных ионов;
 $n_e(x)$ — плотность электронов; σ_{ai} — сечение ионизации; $n_i^{(a)}(x)$ и $T_i(x)$ — плотность ионов a -го изотопа водорода и температура ионов; σ_{cx} — сечение перезарядки атома водорода на ионе водорода, $F_M^{(a)}(\mathbf{v}, x)$ — максвелловская ФРС ионов a -го изотопа водорода, нормированная на единицу при интегрировании по скорости.

В уравнении (1) мы пренебрегли рекомбинацией ионов и тепловыми столкновениями атомов с ионами и атомами, так как плотность плазмы в СОЛ в основной камере мала (например, по сравнению с плотностью плазмы в диверторе, где упомянутые процессы, как известно, вносят существенный вклад в кинетику атомов и ионов). Также не учитывается перезарядка атомов изотопов водорода на примесных ионах. Предполагается, что нейтральные частицы движутся намного медленнее, чем электроны, поэтому все скоростные коэффициенты реакций с электронами получаются путем усреднения по скорости электронов. В (1) подразумевается, что ионы разных изотопов водорода имеют одинаковую температуру.

Величина $q^{(a)}(\mathbf{v}, x)$ описывает объемный источник атомов вследствие трех процессов: диссо-

циации молекул с ионизацией и без нее, а также диссоциации молекулярных ионов:

$$\begin{aligned}
 q^{(a)}(\mathbf{v}, x) = & n_e(x) \langle \sigma_d v_e \rangle(x) \times \\
 & \times \sum_{b=D,T} (1 + \delta^{(ab)}) \int d\mathbf{v}' f^{(ab)}(\mathbf{v}', x) \times \\
 & \times F_M^{(a)}(\mathbf{v} - \mathbf{v}', T_d^{(ab)}) + n_e(x) \langle \sigma_{di} v_e \rangle(x) \times \\
 & \times \sum_{b=D,T} \int d\mathbf{v}' f^{(ab)}(\mathbf{v}', x) F_M^{(a)}(\mathbf{v} - \mathbf{v}', T_{di}^{(ab)}) + \\
 & + n_e(x) \langle \sigma_{id} v_e \rangle(x) \sum_{b=D,T} \int d\mathbf{v}' f^{(ab+)}(\mathbf{v}', x) \times \\
 & \times F_M^{(a)}(\mathbf{v} - \mathbf{v}', T_{id}^{(ab)}), \quad (2)
 \end{aligned}$$

где $f^{(ab)}(\mathbf{v}, x)$ и $n^{(ab)}(x)$ — ФРС и плотность молекул, состоящих из атомов a -го и b -го изотопа водорода; $f^{(ab+)}(\mathbf{v}, x)$ — ФРС молекулярных ионов, состоящих из атома a -го и иона b -го изотопа; $\delta^{(ab)}$ — дельта-символ Кронекера, введенный для учета молекул, состоящих из одинаковых атомов изотопа водорода, σ_d , σ_{di} , σ_{id} — сечения диссоциации молекулы, диссоциации молекулы с ее одновременной ионизацией и диссоциации молекулярного иона, соответственно, при столкновениях молекул с электронами; $\langle \sigma_p v_e \rangle(x)$ — скоростной коэффициент p -го процесса из числа трех указанных выше.

Распределение источника нейтральных атомов по скоростям $q^{(a)}(\mathbf{v}, x)$ можно вычислить, зная ФРС молекулярной компоненты, которую можно рассчитать, решив кинетическое уравнение для молекул

$$\begin{aligned}
 v_x \frac{\partial f^{(ab)}(\mathbf{v}, x)}{\partial x} = & -f^{(ab)}(\mathbf{v}, x) n_e(x) \times \\
 & \times (\langle \sigma_{mi} v_e \rangle(x) + \langle \sigma_d v_e \rangle(x) + \langle \sigma_{di} v_e \rangle(x)), \quad (3)
 \end{aligned}$$

где $f^{(ab)}(\mathbf{v}, x)$ — функция распределения молекул водорода, состоящих из a -го и b -го изотопов, по координате, ортогональной первой стенке, и по скорости; $\langle \sigma_{mi} v_e \rangle(x)$, $\langle \sigma_d v_e \rangle(x)$, $\langle \sigma_{di} v_e \rangle(x)$ — скорости ионизации, диссоциации, диссоциации с ионизацией молекул, соответственно. Как и в (1), в (3) мы пренебрегли тепловыми соударениями молекул с ионами и атомами.

3. ОСНОВНОЕ УРАВНЕНИЕ МЕТОДА SXB ДЛЯ СМЕСИ ИЗОТОПОВ

Далее будем рассматривать случай наличия только двух изотопов водорода, D и T. Проинтегрировав (1)–(3) по скоростям, координате вдоль

хорды наблюдения, а также просуммировав по изотопам, получим

$$\begin{aligned}
 & \sum_{a=D,T} j_x^{(a)}(0) + \sum_{a=D,T} \int q^{(a)}(x) dx = \\
 & = \sum_{a=D,T} \int n^{(a)}(x) n_e(x) dx \int d\mathbf{v}_e \sigma_{ai}(|\mathbf{v}_e|) |\mathbf{v}_e| F_M^{(e)}(\mathbf{v}_e, T_e(x)). \quad (4)
 \end{aligned}$$

Выражение в правой части можно выразить через коэффициенты SXB и полную интенсивность излучения в линии H_α для всех изотопов, как это показано в [25],

$$\sum_{a=D,T} j_x^{(a)}(0) + \sum_{a=D,T} \int q^{(a)}(x) dx = 4\pi \left\langle \frac{S}{XB} \right\rangle I_{32}, \quad (5)$$

где I_{32} — полная (т. е. интегральная по длине волны в пределах спектральной ширины этой линии) интенсивность излучения в линии бальмер-альфа, что соответствует переходу с атомного уровня с главным квантовым числом $n = 3$ на уровень с $n = 2$. Коэффициент пересчета акта ионизации атома на акт излучения фотона атомом выражается в терминах скорости ионизации S , скорости возбуждения атома X и фактора ветвления B для излучающего возбужденного состояния атома. Этот фактор для интересующей нас оптической H-альфа-диагностики является отношением вероятности спонтанного радиационного перехода в единицу времени с атомного уровня с главным квантовым числом $n = 3$ на уровень $n = 2$ к аналогичной вероятности для перехода на все более низкие уровни. Уравнение (5) справедливо при слабой зависимости фактора SXB от координаты вдоль хорды наблюдения в СОЛ (последнее, как правило, выполняется из-за близких зависимостей функций S и X от температуры электронов).

В силу малой плотности плазмы в СОЛ запираание излучения в линии лайман-альфа (переход с уровня $n = 2$ на уровень с $n = 1$) и, тем более, линии бальмер-альфа, пренебрежимо мало, поэтому в формуле (5) влияние этих эффектов на населенность уровня $n = 3$ учитывать не нужно (о записании излучения в линии лайман-альфа в диверторе токамака см., например, [27] для ИТЭР и [28] для DIII-D).

Выражение (2) для источника атомов с учетом связи скоростей ионизации и диссоциации с ионизацией молекул в стационарном состоянии

$$\langle \sigma_{id} v_e \rangle(x) n^{(ab+)}(x) = \langle \sigma_{mi} v_e \rangle(x) n^{(ab)}(x) \quad (6)$$

примет вид

$$\begin{aligned}
 & \sum_{a=D,T} \int q^{(a)}(x) dx = \\
 & = \sum_{a,b=D,T} \int dx \left(n_e(x) \langle \sigma_d v_e \rangle(x) (1 + \delta^{(ab)}) n^{(ab)}(x) + \right. \\
 & \left. + n_e(x) \langle \sigma_{di} v_e \rangle(x) n^{(ab)}(x) + n_e(x) \langle \sigma_{mi} v_e \rangle(x) n^{(ab)}(x) \right). \quad (7)
 \end{aligned}$$

Тогда уравнение (3) примет вид

$$\sum_{a,b=D,T} j_x^{(ab)}(0) = \sum_{a,b=D,T} \int n^{(ab)}(x) n_e(x) \times \times (\langle \sigma_{mi} v_e \rangle(x) + \langle \sigma_d v_e \rangle(x) + \langle \sigma_{di} v_e \rangle(x)) dx. \quad (8)$$

Таким образом получим следующее соотношение между суммарной мощностью объемного

источника атомов и плотностью потока атомов со стенки в плазму:

$$\sum_{a=D,T} \int q^{(a)}(x) dx = \alpha \sum_{a,b=D,T} j_x^{(ab)}(0), \quad (9)$$

где

$$\alpha = \frac{\sum_{a,b=D,T} \int n^{(ab)}(x) n_e(x) [\langle \sigma_d v_e \rangle(x) + \langle \sigma_{mi} v_e \rangle(x) + \langle \sigma_{di} v_e \rangle(x)] dx}{\sum_{a,b=D,T} \int n^{(ab)}(x) n_e(x) [\langle \sigma_d v_e \rangle(x) + \langle \sigma_{mi} v_e \rangle(x) + \langle \sigma_{di} v_e \rangle(x)] dx}. \quad (10)$$

Вообще говоря, величина α является функционалом пространственных профилей плотности молекул, плотности и температуры электронов. Однако эти функции практически симметрично входят как в числитель, так и в знаменатель. Поэтому мы предполагаем, что данная величина слабо меняется при изменении параметров пристеночной плазмы.

В итоге получаем следующее уравнение, связывающее полную интенсивность излучения изотопов атомов водорода в линии бальмер-альфа с плотностями потоков атомов и молекул со стенки:

$$j_x^{(D)}(0) + j_x^{(T)}(0) + \alpha j_x^{(DD)}(0) + \alpha j_x^{(DT)}(0) + + \alpha j_x^{(TT)}(0) = 4\pi \left\langle \frac{S}{XB} \right\rangle I_{32}. \quad (11)$$

Данное уравнение содержит 5 неизвестных, для нахождения которых необходимо получить еще 4 уравнения.

4. СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ ОБОБЩЕННОГО МЕТОДА SXB

Запишем формулу для расчета спектрального контура линии с учетом уширения линии только эффектом Доплера (в пристеночной плазме штарковским уширением можно пренебречь в силу относительно малой, по сравнению с дивертором, плотностью плазмы)

$$I(\omega) = \sum_{a=D,T} \frac{1}{\omega^{(a)}} \int dx Q^{(1)}(x) \int d\mathbf{v} f^{(a)}(\mathbf{v}, x) \times \times \delta \left(\frac{\omega - \omega^{(a)}}{\omega^{(a)}} - \frac{v_x}{c} \right). \quad (12)$$

Здесь $\omega^{(a)}$ — частота излучения линии бальмер-альфа a -го изотопа, $Q^{(1)}(x)$ — мощность, излучаемая одним атомом в этой спектральной линии. Домножив левую и правую части на $(\omega - \omega^{(a)})/\omega^{(a)}$

и проинтегрировав по ω , получим следующее уравнение:

$$\int I(\omega) \frac{\omega - \omega^{(a)}}{\omega^{(a)}} d\omega = \sum_{b=D,T} \int dx Q^{(1)}(x) \frac{j_x^{(b)}(x)}{c} + + \sum_{b=D,T} (1 - \delta^{(ab)}) \frac{\omega^{(b)} - \omega^{(a)}}{\omega^{(a)}} \frac{1}{4\pi} \left\langle \frac{S}{XB} \right\rangle^{-1} \times \times \left(j_x^{(b)}(0) + \alpha j_x^{(bb)}(0) + \frac{1}{2} \alpha j_x^{(ab)}(0) \right). \quad (13)$$

Далее снова используем формулу (12). Однако в этот раз домножим левую и правую части на $(\omega - \omega^{(a)})/\omega^{(a)}$ и проинтегрировав по ω , получим следующее уравнение:

$$\int I(\omega) \left(\frac{\omega - \omega^{(a)}}{\omega^{(a)}} \right)^2 d\omega = = \sum_{b=D,T} \int dx Q^{(1)}(x) \frac{2 \langle E_{kin}^{(b)} \rangle(x)}{m^{(b)} c^2} + + \sum_{b=D,T} (1 - \delta^{(ab)}) \frac{2(\omega^{(b)} - \omega^{(a)})}{\omega^{(b)}} \int dx Q^{(1)}(x) \frac{j_x^{(b)}(x)}{c} + (14) + \sum_{b=D,T} (1 - \delta^{(ab)}) \left(\frac{\omega^{(b)} - \omega^{(a)}}{\omega^{(b)}} \right)^2 \frac{1}{4\pi} \left\langle \frac{S}{XB} \right\rangle^{-1} \times \times \left(j_x^{(b)}(0) + \alpha j_x^{(bb)}(0) + \frac{1}{2} \alpha j_x^{(ab)}(0) \right),$$

где $\langle E_{kin}^{(b)} \rangle(x)$ — пространственный профиль средней (по скоростям) кинетической энергии атомов изотопа b .

Отметим, что уравнение (13) зависит от асимметрии контура спектральной линии, а уравнение (14) зависит также и от средней кинетической энергии атомов, которая не входит в (13). Поэтому соотношения (13) и (14) являются независимыми, а полученная система уравнений заведомо не является переопределенной.

Полученное уравнение (14) не работает при наличии эффекта Зеемана, поэтому для решения

обратной задачи необходимо выделить (отфильтровать) π -компоненту зеемановского триплета (предполагается сбор излучения при наблюдении поперек магнитному полю).

5. РЕШЕНИЕ ПОЛНОЙ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ МОДИФИЦИРОВАННОГО МЕТОДА SXB ДЛЯ СМЕСИ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА

Полученную систему из пяти уравнений, включая (11) и уравнения (13) и (14) для каждого из двух изотопов водорода, будем решать с помощью следующего выражения профилей моментов (т. е. сверток по скоростям) ФРС через искомые параметры задачи:

$$j_x^{(a)}(x) = j_{wall_rec}^{(a)}(0)f_a^{(a)}(x) + \sum_{b=D,T} j_x^{(ab)}(0)f_a^{(ab)}(x), \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \langle E_{kin}^{(a)} \rangle(x) = \\ = j_{wall_rec}^{(a)}(0)f_{E_a}^{(a)}(x) + \sum_{b=D,T} j_x^{(ab)}(0)f_{E_a}^{(ab)}(x), \end{aligned} \quad (16)$$

где $j_{wall_rec}^{(a)}(0)$ — плотность потока таких атомов изотопа сорта a вблизи стенки, которые образованы при отражении ионов от стенки с мгновенной рекомбинацией ионов, а функции $f(x)$ являются функциями Грина задачи распространения в плазме атома изотопа водорода для соответствующего первичного источника рождения атома на стенке: либо вследствие ухода молекулы со стенки, либо путем указанной выше мгновенной рекомбинации иона в атом при его отражении от стенки. Эти функции позволяют найти искомые значения плотности потока частиц или средней энергии при единичном первичном источнике. Здесь предполагается, что функции Грина $f(x)$ могут быть рассчитаны с помощью баллистической модели при известных (по измерениям) профилях гидродинамических параметрах плазмы (температуры и плотности ионов и электронов) в пристеночном слое.

Система уравнений (11), (13)–(16) является плохо обусловленной, поэтому вместо данной системы решается задача минимизации

$$\| \mathbf{Ax} - \mathbf{b} \|_{\mathbf{x}} \rightarrow 0, \quad (17)$$

где искомый вектор $\mathbf{x}$ — столбец, содержащий плотности потоков атомов и молекул со стенки:

$$\mathbf{x} = \begin{pmatrix} j_x^{(D)}(0) \\ j_x^{(T)}(0) \\ j_x^{(DD)}(0) \\ j_x^{(DT)}(0) \\ j_x^{(TT)}(0) \end{pmatrix}. \quad (18)$$

Данная задача решается с помощью регуляризации Тихонова при наложении дополнительного условия в виде равенства искомых потоков по порядку величины. Такое условие подсказано анализом имеющихся результатов численных расчетов кинетики рециклинга водорода кодом EIRENE. По этой причине матрица $\mathbf{A}$ содержит не только уравнения (11), (13)–(16), но и матрицу Тихонова

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} \mathbf{A}_0 \\ \mathbf{A}_T \end{pmatrix}, \quad (19)$$

где

$$\mathbf{A}_0 = \begin{pmatrix} \beta_D & \beta_T & \gamma_{DD} & \gamma_{DT} & \gamma_{TT} \\ \phi_D^{(D)} & \phi_D^{(T)} & \psi_D^{(DD)} & \psi_D^{(DT)} & \psi_D^{(TT)} \\ \phi_T^{(D)} & \phi_T^{(T)} & \psi_T^{(DD)} & \psi_T^{(DT)} & \psi_T^{(TT)} \\ \mu_D^{(D)} & \mu_D^{(T)} & v_D^{(DD)} & v_D^{(DT)} & v_D^{(TT)} \\ \mu_T^{(D)} & \mu_T^{(T)} & v_T^{(DD)} & v_T^{(DT)} & v_T^{(TT)} \end{pmatrix}, \quad (20)$$

элементами которой являются следующие выражения:

$$\begin{aligned} \beta_a &= f_a^{(a)}(0), \\ \gamma_{ab} &= f_a^{(ab)}(0) + (1 - \delta^{(ab)})f_b^{(ab)}(0) + \alpha, \\ \phi_a^{(b)} &= \int dx Q^{(1)}(x) \frac{f_b^{(b)}(x)}{c} + \\ &+ (1 - \delta^{(ab)}) \frac{\omega^{(b)} - \omega^{(a)}}{\omega^{(a)}} \frac{1}{4\pi} \left\langle \frac{S}{XB} \right\rangle^{-1} f_b^{(b)}(0), \\ \psi_a^{(bd)} &= \int dx Q^{(1)}(x) \frac{f_b^{(bd)}(x) + (1 - \delta^{(bd)})f_d^{(bd)}(x)}{c} + \\ &+ \sum_{g=b,d} (1 - \delta^{(ag)}) \frac{\omega^{(g)} - \omega^{(a)}}{\omega^{(a)}} \times \\ &\times \frac{1}{4\pi} \left\langle \frac{S}{XB} \right\rangle^{-1} \left(f_g^{(bd)}(0) + \frac{1 + \delta^{(bd)}}{2} \alpha \right), \\ \mu_a^{(b)} &= \int dx Q^{(1)}(x) \frac{2f_{E_b}^{(b)}(x)}{m^{(b)}c^2} + \\ &+ (1 - \delta^{(ab)}) \frac{2(\omega^{(b)} - \omega^{(a)})}{\omega^{(b)}} \int dx Q^{(1)}(x) \frac{f_b^{(b)}(x)}{c} + \\ &+ (1 - \delta^{(ab)}) \left(\frac{\omega^{(b)} - \omega^{(a)}}{\omega^{(g)}} \right)^2 \frac{1}{4\pi} \left\langle \frac{S}{XB} \right\rangle^{-1} f_b^{(b)}(0), \\ v_a^{(bd)} &= \int dx Q^{(1)}(x) \frac{2f_{E_b}^{(bd)}(x)}{m^{(b)}c^2} + \\ &+ (1 - \delta^{(bd)}) \int dx Q^{(1)}(x) \frac{2f_{E_d}^{(bd)}(x)}{m^{(d)}c^2} + \\ &+ (1 - \delta^{(ab)}) \frac{2(\omega^{(b)} - \omega^{(a)})}{\omega^{(b)}} \times \end{aligned} \quad (21)$$

$$\times \int dx Q^{(1)}(x) \frac{f_b^{(bd)}(x) + (1 - \delta^{(bd)}) f_d^{(bd)}(x)}{c} +$$

$$+ \sum_{g=b,d} (1 - \delta^{(ag)}) \left(\frac{\omega^{(g)} - \omega^{(a)}}{\omega^{(g)}} \right)^2 \times$$

$$\times \frac{1}{4\pi} \left\langle \frac{S}{XB} \right\rangle^{-1} \left(f_g^{(bd)}(0) + \frac{1 + \delta^{(bd)}}{2} \alpha \right),$$

а матрица Тихонова имеет следующий вид:

$$\mathbf{A}_T = \eta \begin{pmatrix} 1 & 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix}, \quad (22)$$

где η – параметр регуляризации. Вектор $\mathbf{b}$, в свою очередь, будет иметь вид

$$\mathbf{b} = \begin{pmatrix} \mathbf{b}_0 \\ \mathbf{0} \end{pmatrix}, \quad (23)$$

где $\mathbf{0}$ – нулевой вектор, совпадающий по длине с числом строк матрицы Тихонова, а $\mathbf{b}_0$

$$\mathbf{b}_0 = \begin{pmatrix} 4\pi \left\langle \frac{S}{XB} \right\rangle I_{32} \\ \int I(\omega) \frac{\omega - \omega^{(D)}}{\omega^{(D)}} d\omega \\ \int I(\omega) \frac{\omega - \omega^{(T)}}{\omega^{(T)}} d\omega \\ \int I(\omega) \left(\frac{\omega - \omega^{(D)}}{\omega^{(D)}} \right)^2 d\omega \\ \int I(\omega) \left(\frac{\omega - \omega^{(T)}}{\omega^{(T)}} \right)^2 d\omega \end{pmatrix}. \quad (24)$$

При проведении расчетов строки матрицы $\mathbf{A}_0$ и соответствующие им элементы вектора $\mathbf{b}_0$ нормируются на значение первого элемента каждой строки. Это необходимо для того, чтобы все строки данной матрицы имели одинаковый вес в обратной задаче.

Полученная задача (17) была решена для диагностики потоков со стенки на стороне сильного магнитного поля в случае сценариев работы дивертора с низкой и высокой плотностью плазмы в СОЛ (рис. 1). Для каждого сценария были взяты три случая с различными изотопными отношениями для атомов/ионов и молекул (см. табл. 1). Суммарные плотности ионов, а также суммарные плотности атомов и молекул не изменялись при расчете синтетических спектральных контуров линий для данных случаев, а изменялось лишь изотопное отношение для этих величин.

Рассмотрим решение задачи синтетической диагностики, представленное на рис. 2–13. Для сценариев 1–6 из табл. 1 с помощью баллистиче-

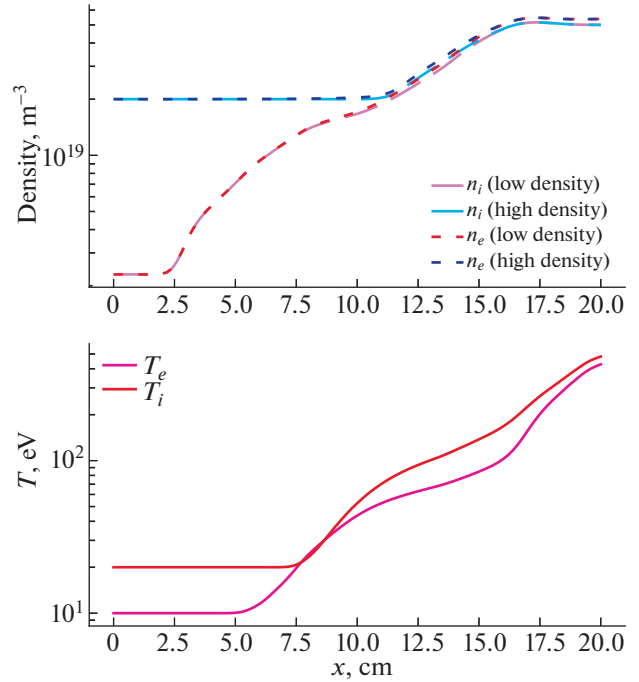


Рис. 1. Плотности и температуры электронов и ионов в СОЛ на стороне сильного поля на горизонтальной хорде наблюдения как функции расстояния от первой стенки в сценариях моделирования с низкой и высокой плотностью плазмы в дальнем СОЛ. Профили температуры ионов и электронов одинаковы в обоих сценариях.

ской модели BM1D1V [15], используя в качестве входных данных профили плотности и температуры ионов и электронов (рис. 1), а также ФРС атомов и молекул вблизи стенки, были рассчитаны ФРС нейтральных атомов, с использованием которых были получены спектральные контуры линии (рис. 2, 4, 6, 8, 10, 12). Вертикальные штриховые линии на рисунках отвечают центрам линий бальмер-альфа в состоянии покоя атома. На всех рисунках виден сдвиг пиков влево относительно центров линий, что говорит о существенной асимметрии спектрального контура линии. Эти расчеты проведены для заданных граничных (на стенке) значений параметров потоков в (15). Эти значения будем называть истинными (true), а рассчитанные спектры – искусственными (так называемыми синтетическими) экспериментальными данными. Конечной целью является нахождение таких значений указанных параметров, при которых реализуется наилучшая подгонка экспериментальных данных теоретическими расчетными, и сравнение истинных и восстановленных значений для оценки точности предлагаемого метода.

Для решения обратной задачи для сценариев с низкой и высокой плотностью плазмы в СОЛ с помощью баллистической модели были рассчита-

Таблица 1. Изотопное отношение вблизи стенки в различных сценариях

Сценарий	Соотношение D: T	Соотношение D ₂ : DT: T ₂	Плотность плазмы вблизи стенки
1	1: 1	1: 2: 1	Низкая, $2.3 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$
2	3: 1	2: 1: 1	Низкая, $2.3 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$
3	1: 3	1: 1: 2	Низкая, $2.3 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$
4	1: 1	1: 2: 1	Высокая, $2 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$
5	3: 1	2: 1: 1	Высокая, $2 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$
6	1: 3	1: 1: 2	Высокая, $2 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$

ны функции Грина $f(x)$ из формул (15) и (16). Для этого в данных сценариях при расчете ФРС баллистической моделью отдельно включались граничные условия для атомов и молекул. При этом изотопное отношение бралось равным 1 : 1, поскольку функции Грина $f(x)$ слабо зависят от изотопного отношения (см. рис. 14 и 15). Для расчета функций Грина были рассчитаны моменты полученных ФРС, которые впоследствии были нормированы на потоки нейтральных атомов и молекул вблизи стенки.

Рассчитанные спектральные контуры линий были использованы как входные данные при решении задачи (17) с помощью метода наимень-

ших квадратов с неотрицательными коэффициентами (метод NNLS) для каждого сценария. Это позволило найти граничные значения параметров потоков в (15) и пространственное распределение плотностей потоков нейтральных атомов и молекул изотопов водорода со стенки в плазму. Сравнение найденных профилей потоков с результатами расчетов по баллистической модели (т. е. “истинными” профилями) для сценариев 1–6 из табл. 1 представлены на рис. 3, 5, 7, 9, 11, 13 соответственно.

Результаты на рис. 2–7 для сценариев с низкой плотностью плазмы в пристеночной плазме и разными смесями дейтерия и трития характеризуются проникновением нейтралов на значительное расстояние от первой стенки: максимум потока атомов без учета потока в составе молекул расположен в 5 см от стенки.

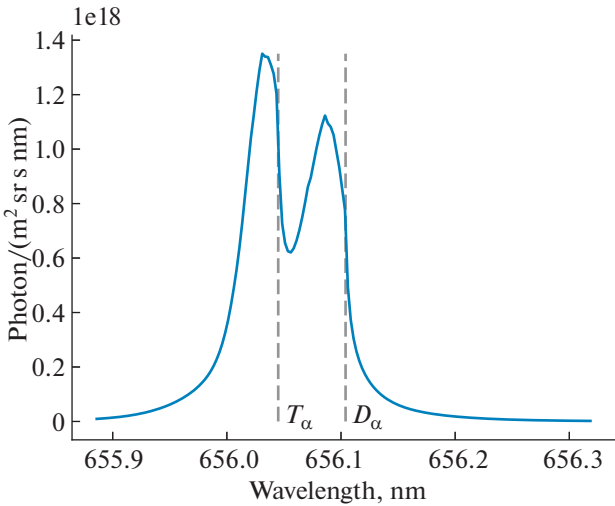


Рис. 2. Спектральный контур линии излучения атомами дейтерия и трития в линии бальмер-альфа в сценарии 1 с низкой плотностью плазмы в СОЛ на стороне сильного поля на горизонтальной хорде наблюдения. Вертикальные пунктирные линии показывают длину волны линий бальмер-альфа в состоянии покоя атома. Отметим, что использование абсолютных значений спектрально-углового распределения интенсивности, измеряемого в единицах фотон/(м² ср с нм), предполагает использование калибровок измерительных аппаратуры аналогично существующей практике, см. например, интерпретацию измерений в токамаке JET в [4].

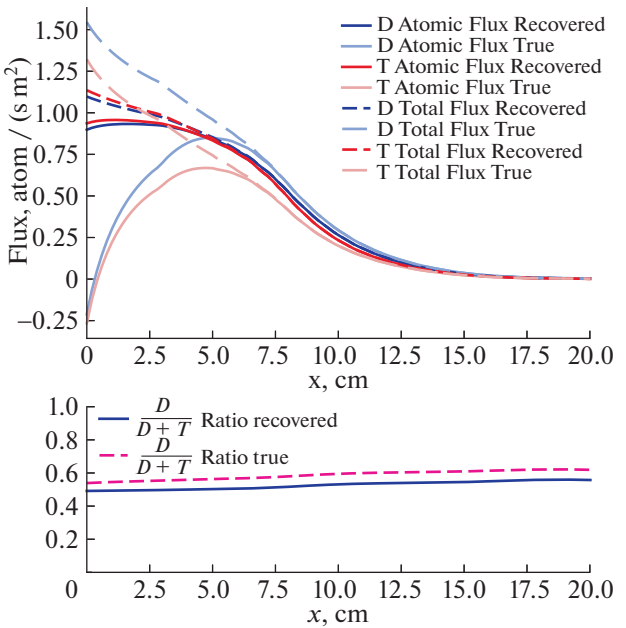


Рис. 3. Плотности потоков атомов на стороне сильного поля на горизонтальной хорде наблюдения как функции расстояния от первой стенки в сценарии 1.

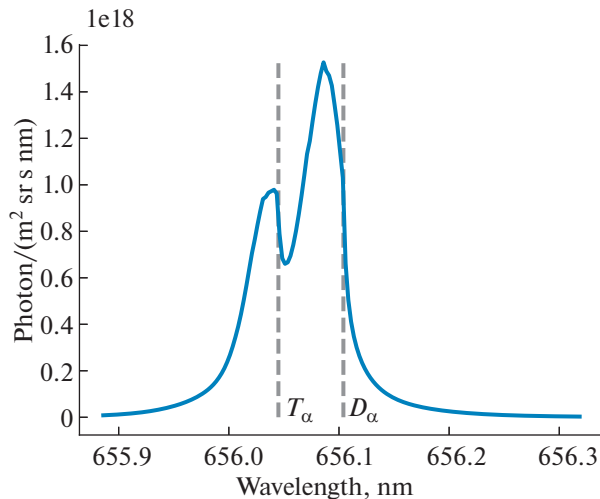


Рис. 4. Спектральный контур линии излучения атомами дейтерия и трития в линии бальмер-альфа в сценарии 2 с низкой плотностью плазмы в СОЛ на стороне сильного поля на горизонтальной хорде наблюдения. Вертикальные пунктирные линии показывают длину волны линий бальмер-альфа в состоянии покоя атома.

Напротив, как видно из рис. 8–13 для сценариев с высокой плотностью плазмы в пристеночной плазме и разными смесями дейтерия и трития, проникновение нейтралов происходит на существенно меньшее расстояние от первой стенки, чем в случае низкой плотности: максимум потока атомов без учета потока в составе молекул расположен примерно в 1 см от стенки. А вот степень асимметрии контуров спектральных линий не имеет такого существенного отличия. Это можно объяснить тем, что при любой плотности в области наибольшей плотности атомов (и, соответственно, наибольшей светимости плазмы в данной спектральной линии) успевает сформироваться результирующий поток атомов от стенки с достаточно большими скоростями, такими, что образуется значительная асимметрия контуров спектральных линий.

Как видно, предложенный метод позволяет оценить потоки атомов и полные потоки (сумма всех связанных и свободных нейтральных атомов) с точностью не хуже 100%. Кроме того, метод позволяет оценить изотопное отношение, а именно отношение профилей полного потока дейтерия к полному потоку трития вдоль хорды наблюдения с точностью не хуже 100% в области немалых значений плотности потока (а именно, на длине убывания профилей потоков нейтралов на порядок величины по сравнению с максимальным значением). Указанная точность является приемлемой для оперативной оценки поступления изотопов водорода с первой стенки в плазму в ИТЭР на тех стадиях работы, на которых можно

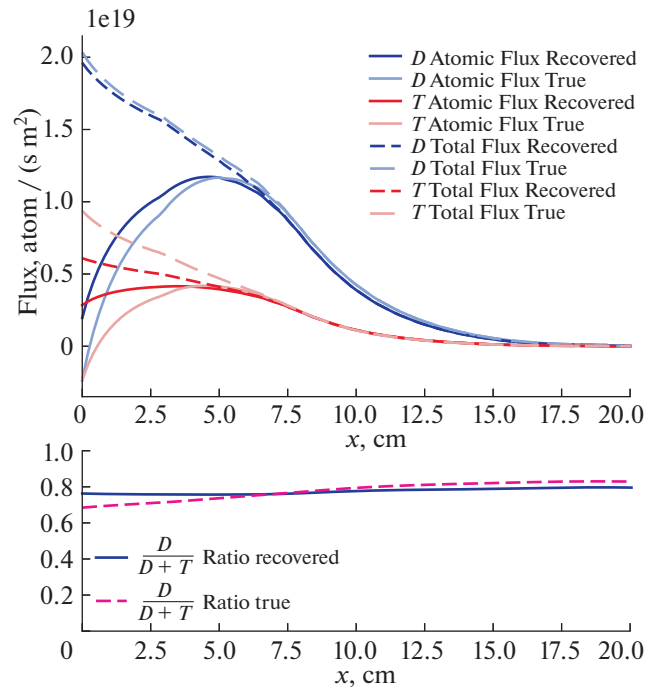


Рис. 5. Плотности потоков атомов на стороне сильного поля на горизонтальной хорде наблюдения как функции расстояния от первой стенки в сценарии 2.

использовать предлагаемый экспресс-метод (измерение в режиме реального времени на лимитерной стадии разряда, когда нет сильного диверторного света). Точность восстановления плот-

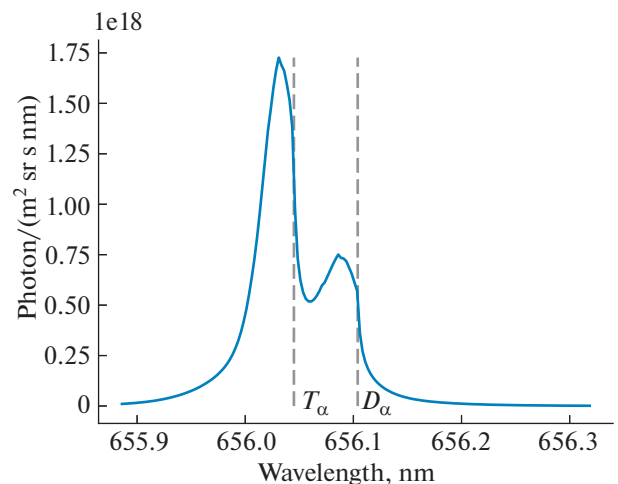


Рис. 6. Спектральный контур линии излучения атомами дейтерия и трития в линии бальмер-альфа в сценарии 3 с низкой плотностью плазмы в СОЛ на стороне сильного поля на горизонтальной хорде наблюдения. Вертикальные пунктирные линии показывают длину волны линий бальмер-альфа в состоянии покоя атома.

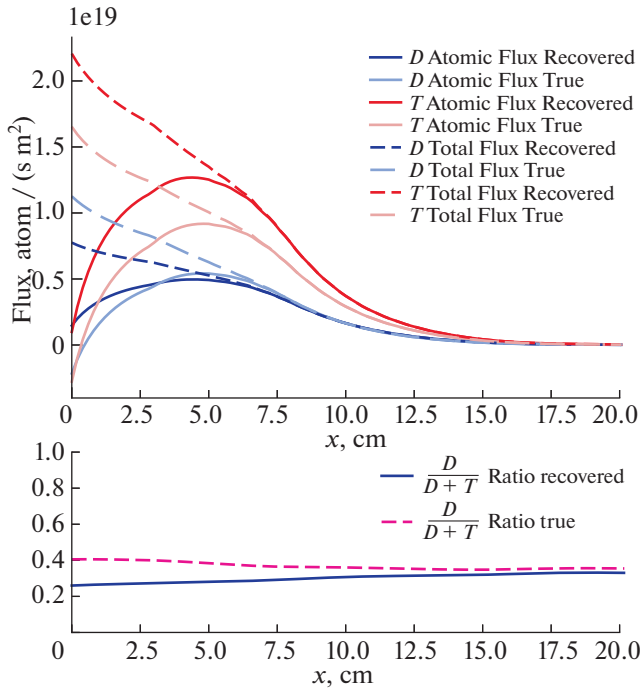


Рис. 7. Плотности потоков атомов на стороне сильного поля на горизонтальной хорде наблюдения как функции расстояния от первой стенки в сценарии 3.

ности потока можно характеризовать следующим образом:

$$E = \frac{|j_{rec}(x_M) - j_{true}(x_M)|}{j_{true}(x_M)} \times 100\%, \quad (25)$$

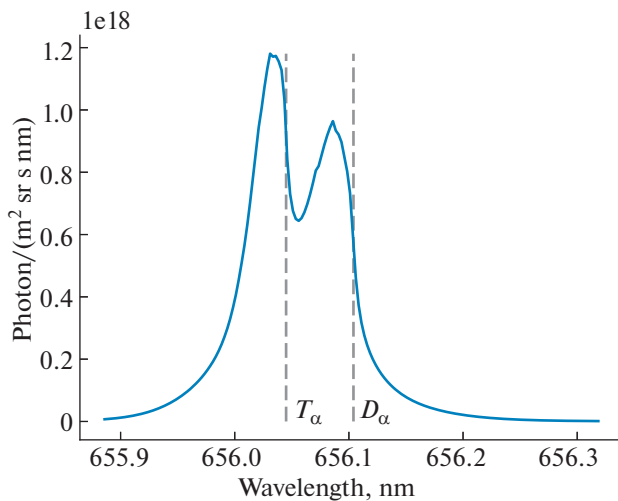


Рис. 8. Спектральный контур линии излучения атомами дейтерия и трития в линии бальмер-альфа в сценарии 4 с высокой плотностью плазмы в СОЛ на стороне сильного поля на горизонтальной хорде наблюдения. Вертикальные пунктирные линии показывают длину волны линий бальмер-альфа в состоянии покоя атома.

где $j_{rec}(x)$ — пространственное распределение (профиль) плотности потока, найденное путем решения обратной задачи (17)–(24), $j_{true}(x)$ — профиль истинного потока, т. е. потока, полученного путем решения прямой задачи с помощью баллистической модели и использованного для расчета синтетических экспериментальных данных для спектральной интенсивности. Относительная погрешность (25) рассчитывалась как для потоков свободных атомов разных изотопов, так и для полных потоков атомов, включающих также и вклад потока молекул разных сортов. Расчет отношения производился в точке x_M , где плотность истинного потока имеет максимальное значение. Для полных потоков эта точка всегда расположена на стенке вакуумной камеры, а для потока свободных атомов максимум находится на некотором удалении от стенки (для сценариев с низкой плотностью плазмы в СОЛ на расстоянии 5 см от стенки, см. рис. 3, 5, 7, 9, 11 и 13). Результаты для погрешности (25) представлены на рис. 16.

6. МОДИФИЦИРОВАННЫЙ МЕТОД SXB В ОБЩЕЙ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧЕ

Вышеизложенный метод применим при выполнении двух условий в идеализированной постановке задачи: пренебрежение вкладом отраженного света в регистрируемом сигнале и возможность учета светимости плазмы лишь на одном участке пристеночного слоя, пересекаемо-

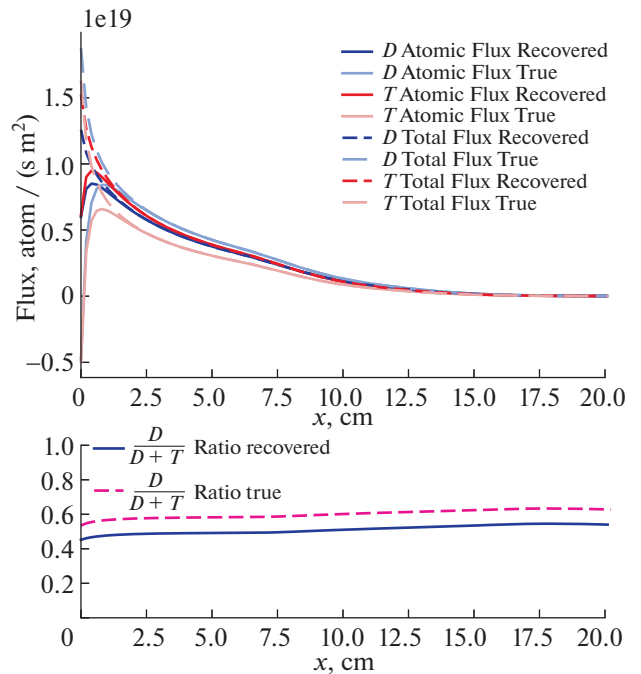


Рис. 9. Плотности потоков атомов на стороне сильного поля на горизонтальной хорде наблюдения как функции расстояния от первой стенки в сценарии 4.

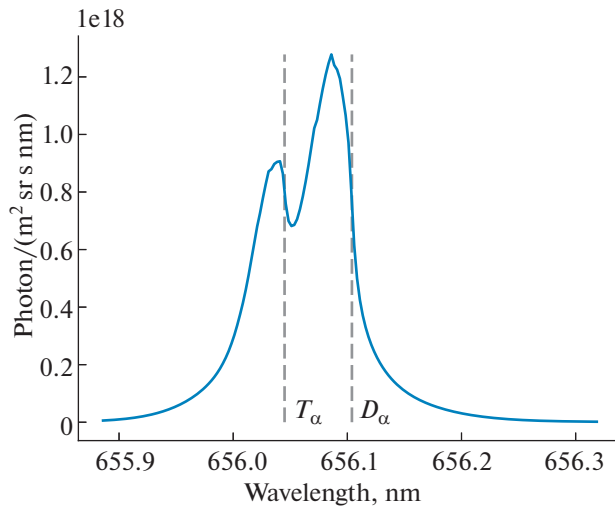


Рис. 10. Спектральный контур линии излучения атомами дейтерия и трития в линии бальмер-альфа в сценарии 5 с высокой плотностью плазмы в СОЛ на стороне сильного поля на горизонтальной хорде наблюдения. Вертикальные пунктирные линии показывают длину волны линий бальмер-альфа в состоянии покоя атома.

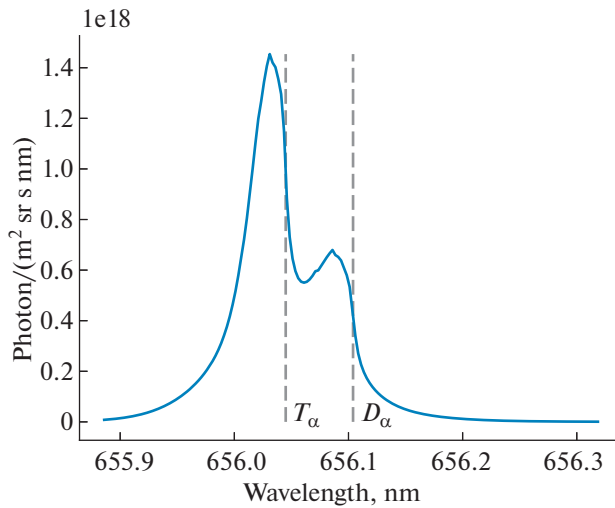


Рис. 12. Спектральный контур линии излучения атомами дейтерия и трития в линии бальмер-альфа в сценарии 4 с высокой плотностью плазмы в СОЛ на стороне сильного поля на горизонтальной хорде наблюдения. Вертикальные пунктирные линии показывают длину волны линий бальмер-альфа в состоянии покоя атома.

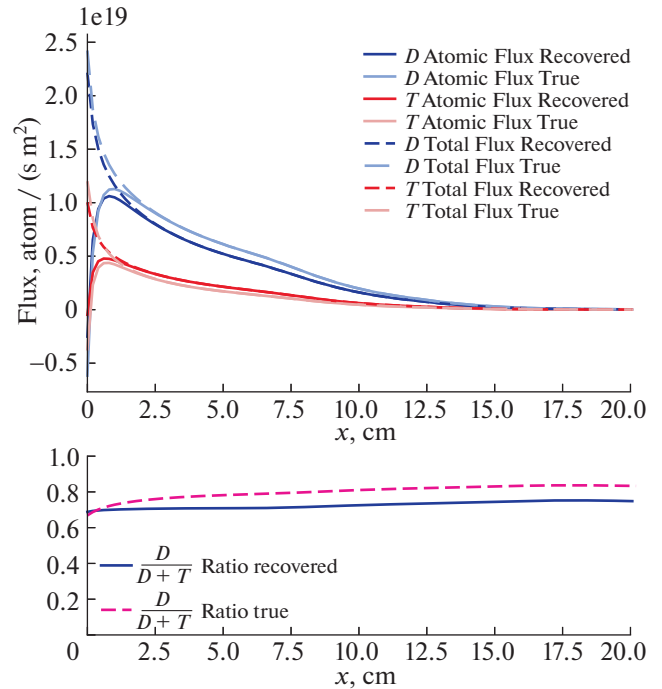


Рис. 11. Плотности потоков атомов на стороне сильного поля на горизонтальной хорде наблюдения как функции расстояния от первой стенки в сценарии 5.

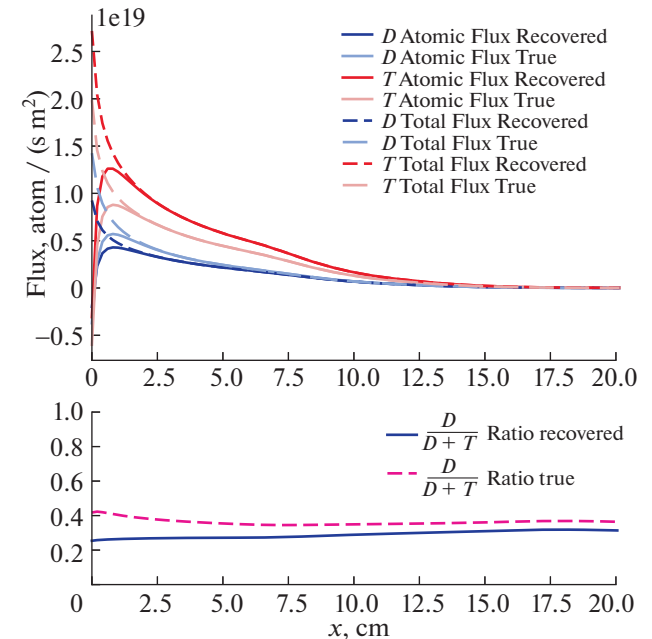


Рис. 13. Плотности потоков атомов на стороне сильного поля на горизонтальной хорде наблюдения как функции расстояния от первой стенки в сценарии 6.

го хордой наблюдения. Однако отдельные компоненты развиваемого нами метода могут быть встроены в общую обратную задачу интерпретации спектра высокого разрешения линий бальме-

ровской серии в случае смеси изотопов, сформулированную в [29] (см. там формулу (14)).

Один из возможных способов борьбы с рассеянным светом из дивертора заключается в ис-

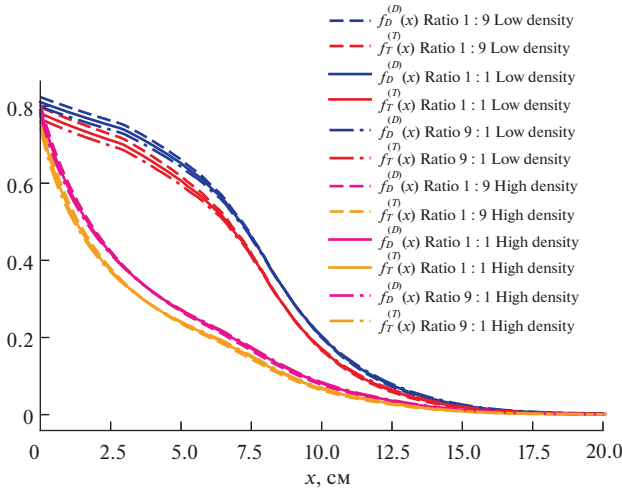


Рис. 14. Функции Грина атомов $f_a^{(a)}(x)$ в (15) на стороне сильного поля на горизонтальной хорде наблюдения как функции расстояния от первой стенки в сценариях с низкой и высокой плотностью плазмы в пристеночном слое, рассчитанные при различных изотопных отношениях атомов водорода вблизи стенки.

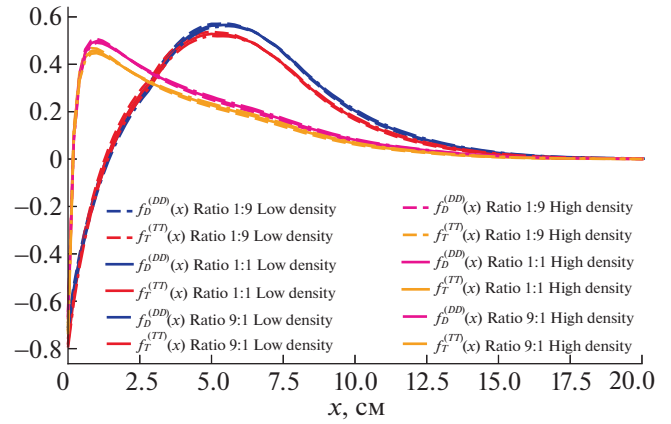


Рис. 15. Функции Грина молекул $f_a^{(ab)}(x)$ в (15) на стороне сильного поля на горизонтальной хорде наблюдения как функции расстояния от первой стенки в сценариях с низкой и высокой плотностью плазмы в пристеночном слое, рассчитанные при различных изотопных отношениях молекул водорода вблизи стенки.

пользовании так называемой дифференциальной схемы измерений, которая заключается в измерении сигнала одновременно по двум соседним хордам, нацеленным на участки первой стенки с отличающимися коэффициентами отражения. Предполагается, что сигналы на соседних хордах отличаются только вкладами рассеянного диверторного света. Для удобства приведем здесь формулу (14) из [29], переписав ее в интегральной форме и заменив длину волны света, λ , на частоту, ω

$$\int \left(I^{(1)}(\omega) - y I^{(2)}(\omega) - (1-y) I_{theor}(\omega, \mathbf{d}_0) \right) \times d\omega \xrightarrow{\mathbf{d}_0, y \rightarrow 0} 0, \quad (26)$$

где $I^{(1)}(\omega)$ и $I^{(2)}(\omega)$ спектральные интенсивности, измеренные на двух соседних хордах наблюдения, $I_{theor}(\omega, \mathbf{d}_0)$ — теоретическая спектральная интенсивность, рассчитываемая с помощью баллистической модели, y — неизвестное отношение меньшего коэффициента отражения стенки к большему, определяемое, как и остальные неизвестные параметры, решением обратной задачи, $\mathbf{d}_0$ — совокупность искоемых параметров задачи, а именно: плотности поступающих молекул на стенке на стороне сильного поля: $d_1^{D_2}(0)$, $d_1^{T_2}(0)$, $d_1^{DT}(0)$, плотности конверсионных атомов на стороне сильного поля, т. е. атомов, образованных в результате преобразования потока ионов из плазмы на стенку в поток нейтральных атомов при мгновенном отражении (а не при застревании иона в стенке, его термализации там и возвраще-

нии в плазму в виде молекул): $d_1^{D^+ \rightarrow D}(0)$, $d_1^{T^+ \rightarrow T}(0)$, и аналогичные величины на стороне слабого поля: $d_2^{D_2}(0)$, $d_2^{T_2}(0)$, $d_2^{DT}(0)$, $d_2^{D^+ \rightarrow D}(0)$, $d_2^{T^+ \rightarrow T}(0)$. Здесь считается, что один из свободных параметров баллистической модели, а именно эффективная температура конверсионных атомов, берется равной температуре ионов вблизи стенки.

В [29] использовалось условие равенства измеряемого и теоретического спектров

$$\int \frac{(I^{(1)}(\omega) - y I^{(2)}(\omega))}{1-y} d\omega = \int I_{theor}(\omega, \mathbf{d}_0) d\omega, \quad (27)$$

с помощью которого одна из неизвестных величин, входящих в совокупность величин $\mathbf{d}_0$, была выражена через остальные в явном виде. Аналогичным образом можно использовать условие типа (13), модифицированное под дифференциальную схему измерения, и обобщенное на случай, когда вклад в полезный сигнал дают оба участка пристеночного слоя. Для дифференциальной схемы измерений условие (13) примет следующий вид:

$$\begin{aligned} & \int \frac{(I^{(1)}(\omega) - y I^{(2)}(\omega))(\omega - \omega^{(a)})}{(1-y)\omega^{(a)}} d\omega = \\ & = \sum_{i=1,2} \sum_{b=D,T} \int dx_i Q^{(1)}(x_i) \frac{j_{x_i}^{(b)}(x_i)}{c} + \\ & + \sum_{i=1,2} \sum_{b=D,T} (1 - \delta^{(ab)}) \frac{\omega^{(b)} - \omega^{(a)}}{\omega^{(a)}} \frac{1}{4\pi} \left\langle \frac{S}{XB} \right\rangle_i^{-1} \times \end{aligned} \quad (28)$$

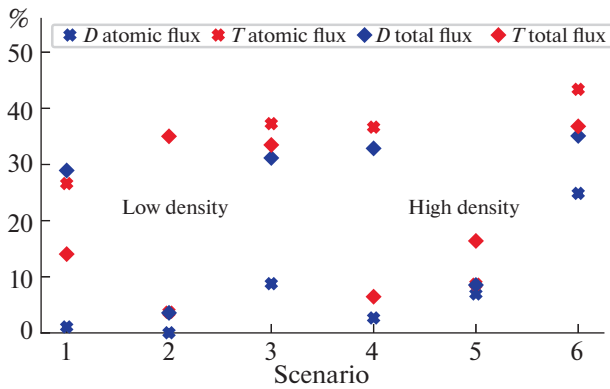


Рис. 16. Относительная погрешность восстановления плотности потока атомов изотопов водорода в точке максимума истинного потока для сценариев 1–6. Показаны результаты расчета по формуле (25) для потоков свободных атомов разных изотопов и полных потоков атомов, включающих также и вклад потока молекул разных сортов.

$$\times \left(j_{x_i}^{(b)}(0) + \alpha j_{x_i}^{(bb)}(0) + \frac{1}{2} \alpha j_{x_i}^{(ab)}(0) \right)$$

где индекс i означает участки хорды наблюдения в пристеночной плазме на стороне сильного и слабого магнитного поля. Здесь ось x , как и указано выше, направлена в сторону наблюдателя, вне зависимости от участка хорды, по которому ведется интегрирование. Поэтому молекулярные потоки в точке хорды на внешней стенке (на стороне слабого поля), $j_{x_2}^{(ab)}(0)$, будут иметь отрицательные значения. Атомарные и молекулярные потоки в точке хорды на первой стенке $j_{x_i}^{(b)}(0)$ и $j_{x_i}^{(ab)}(0)$ однозначно выражаются через искомые величины $\mathbf{d}_0$, так как в баллистической модели ФРС определяются известными параметрами плазмы с точностью до константы.

Условие (28) не обязательно использовать для явного выражения одной из искоемых величин через другие, так как алгоритмы оптимизации позволяют искать минимум функционала (27) при соблюдении строгих равенств, например равенств вида (28).

Использовать условие типа (14) для повышения точности обратной задачи (26) не представляется возможным, так как для этого в регистрируемом спектре требуется оставить только π -компоненту зеемановского триплета, убрав боковые σ -компоненты с помощью поляризатора. Важно отметить, что зависимость величин зеемановского расщепления от силы магнитного поля используется для разделения сигналов, приходящих со стороны сильного и слабого поля. Поэтому если оставить только π -компоненту, точность ре-

шения обратной задачи резко упадет. Кроме того, в условиях ИТЭР, т. е. при наличии отражений света как от стенок камеры, так и от зеркал в оптической системе, удаление σ -компонент излучения, испущенного плазмой, может быть в принципе невозможным из-за изменения поляризации излучения при его отражениях в оптической системе.

В [29] отмечалось, что определить с помощью спектроскопических методов, образовался ли атом дейтерия или трития в результате развала моноизотопной (D_2 , T_2) или двухизотопной (DT) молекулы невозможно. Поэтому про существование смешанных молекул приходится “забыть”, положив $d_i^{DT}(0) = 0$ ($j_{x_i}^{(DT)}(0) = 0$). При этом восстанавливаемые потоки $j_{x_i}^{(aa)}(0)$ следует интерпретировать как потоки изотопа сорта a в виде молекул a_2 и ab без возможности отделить один поток от другого. Таким образом, в простом для интерпретации случае, когда в сигнале отсутствует отраженный свет из дивертора и плазма излучает только на одном участке пристеночного слоя на хорде наблюдения в основной камере, можно ограничиться решением обратной задачи (17)–(24), причем делать это в так называемом режиме реального времени, так как решение такой задачи занимает миллисекунды, что почти на два порядка величины меньше интервала времени 100 мс, требуемого для проведения измерения параметров изотопов водорода в так называемом режиме реального времени. В общем, существенно более сложном случае придется решать обратную задачу (26)–(28), сформулированную в этом разделе и требующую подгонки всего спектра, а не его моментов (различных спектральных интегралов интенсивности регистрируемого излучения). Решение этой задачи занимает секунды, поэтому оно невозможно в режиме реального времени.

7. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Рассмотренная нами проблема восстановления плотностей потоков атомов и молекул изотопов водорода в плазму с первой стенки в магнитном реакторе термоядерного синтеза, а также оценки изотопного отношения является одной из основных задач оптической диагностики в токамаках-реакторах. Проведенный анализ показал возможность использования данных спектроскопии высокого разрешения, а именно, асимметрии доплеровского спектрального контура линии излучения, испускаемого в линиях бальмер-альфа изотопов водорода, для восстановления плотностей потоков изотопов нейтральных атомов и молекул водорода от стенки в плазму при измерениях в так называемом режиме реального времени.

В настоящей работе модифицированный метод SXB [25] обобщен на случай смеси изотопов. Получена система из пяти уравнений, учитывающих полную интенсивность излучения, асимметрии спектрального контура линии и квадрата асимметрии, что позволяет восстановить пять неизвестных: плотности потоков рекомбинировавших атомов вблизи стенки (т. е. атомов, образованных при отражении от стенки ионов, выходящих из плазмы, с их немедленной рекомбинацией, без превращения образовавшихся атомов в молекулы на стенке с температурой стенки) и плотности потоков молекул со стенки. Показано, что использование этого подхода позволяет в реальном времени (т. е. в процессе работы установки за время, необходимое для использования полученных результатов для контроля работы) вычислить по порядку величины плотности потоков атомов и молекул со стенки в плазму, а также определить изотопное отношение.

Далее кратко обсудим условия применимости метода и его преимущества и недостатки.

Ожидается, что спектр рассеянного диверторного света (РДС) обладает гораздо меньшей спектральной асимметрией, чем спектр света из пристеночной плазмы, так как высокая плотность плазмы в диверторе приводит к максвеллизации ФРС нейтральных атомов. Симметрия спектральной линии D_α в диверторе наблюдается на токамаке JET (ср. спектры в [4] на рис. 6 для дивертора и рис. 7 для основной камеры). Поэтому необходимость учета РДС в уравнениях (13) и (14) не является острой. Однако метод очень чувствителен к сигналу РДС (уравнение (11) справедливо только для нулевого РДС) и сигналу от противоположной стороны СОЛ на хорде наблюдения в главной камере, поскольку из общего наблюдаемого сигнала необходимо выделить сигнал с определенной стороны СОЛ в основной части вакуумной камеры. Эта проблема осложняется тем, что сигналы с противоположных сторон СОЛ в главной камере имеют противоположные знаки асимметрии, поскольку асимметрия вызвана результирующим потоком атомов со стенки в плазму. Последняя сложность смягчается тем, что поток атомов в области вблизи диагностического порта в вакуумной камере ожидается меньшим, чем на противоположной стороне СОЛ на линии наблюдения. Поэтому предлагаемый метод применим для оценки потока атомов и молекул водорода, если, во-первых, сигнал РДС сравним с сигналом из СОЛ или меньше его и, во-вторых, сигнал из СОЛ на одной стороне хорды существенно сильнее, чем на другой стороне.

Преимуществом предложенной модели по сравнению с подходом SXB+DXB является использование данных атомной спектроскопии высокого разрешения вместо трудно интерпретиру-

емых данных спектроскопии молекул водорода в токамаках. Действительно, спектры молекул водорода не будут использоваться для диагностики работы демонстрационного токамака-реактора ИТЭР.

Таким образом, в простом для интерпретации случае, когда в сигнале отсутствует отраженный свет из дивертора и плазма излучает только на одном участке пристеночного слоя на хорде наблюдения в основной камере, можно ограничиться решением обратной задачи (17)–(24), причем делать это в так называемом режиме реального времени, так как решение такой задачи занимает миллисекунды. В общем, существенно более сложном случае придется решать обратную задачу (26)–(28), сформулированную в разделе 6 и требующую подгонки всего спектра, а не его моментов (различных спектральных интегралов интенсивности регистрируемого излучения). Решение этой задачи занимает секунды, поэтому оно невозможно в режиме реального времени.

Авторы благодарны А.Г. Алексеву, К.Ю. Вуколову и В.С. Лисице за полезные замечания и сотрудничество в работах по диагностике “Спектроскопия водородных линий” для ИТЭР.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Loarte A., Lipschultz B., Kukushkin A., Matthews G., Stangeby P., Asakura N., Counsell G., Federici G., Kallenbach A., Krieger K., Mahdavi A., Philipps V., Reiter D., Roth J., Strachan J., Whyte D., Doerner R., Eich T., Fundamenski W., Herrmann A., Fenstermacher M., Ghendrih P., Groth M., Kirschner A., Konoshima S., LaBombard B., Lang P., Leonard A., Monier-Garbet P., Neu R., Pacher H., Pegourie B., Pitts R., Takamura S., Terry J., Tsitrone E., Group t. I. S.-o. L., Diver // Nuclear Fusion. 2007. V. 47. S203. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/47/6/S04>
2. Donn  A.J., Costley A.E., Barnsley R., Bindslev H., Boivin R., Conway G., Fisher R., Giannella R., Hartfuss H., Von Hellermann M.G., Hodgson E., Ingesson L.C., Itami K., Johnson D., Kawano Y., Kondoh T., Krasilnikov A., Kusama Y., Litnovsky A., Lotte P., Nielsen P., Nishitani T., Orsitto F., Peterson B.J., Razdobarin G., Sanchez J., Sasao M., Sugie T., Vayakis G., Voitsenya V., Vukolov K., Walker C., Young K. // Nuclear Fusion. 2007. V. 47. S337. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/47/6/S07>
3. Kukushkin A.B., Neverov V.S., Alekseev A.G., Liso S.W., Kukushkin A.S. // Fusion Science and Technology. 2016. V. 69. P. 628. <https://doi.org/10.13182/FST15-186>
4. Neverov V.S., Kukushkin A.B., Stamp M.F., Alekseev A.G., Brezinsek S., Von Hellermann M. // Nuclear Fusion. 2017. V. 57. P. 016031. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/57/1/016031>
5. Neverov V., Khusnutdinov R., Alekseev A., Carr M., De Bock M., Kukushkin A., Lovell J., Meakins A., Pitts R., Polevoi A., Veshchev E. // Plasma Phys. Controlled Fu-

- sion. 2020. V. 62. P. 115014.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/abb53b>
6. *Natsume H., Kajita S., Neverov V.S., Khusnutdinov R.I., Veshchev E., Bock M.D., Polevoi A.R., Tanaka H., Ohno N., Ogawa H., Kitazawa S.I.* // Plasma and Fusion Research. 2021. V. 16. P. 2405019.
<https://doi.org/10.1585/pfr.16.2405019>
7. *Kajita S., Veshchev E., Barnsley R., Walsh M.* // Contrib. Plasma Phys. 2016. V. 56. P. 837.
<https://doi.org/10.1002/ctpp.201500124>
8. *Kajita S., Aumeunier M.H., Yatsuka E., Alekseev A., Andreenko E., Kukushkin A.B., Neverov V., Kocan M., Bassan M., Veshchev E., De Bock M., Barnsley R., Kukushkin A.S., Reichle R., Walsh M.* // Nuclear Fusion. 2017. V. 57. P. 116061.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa7ef7>
9. *Reiter D., Baelmans M., Börner P.* // Fusion Science and Technology. 2005. V. 47. P. 172.
<https://doi.org/10.13182/FST47-172>
10. *Kukushkin A., Pacher H., Kotov V., Pacher G., Reiter D.* // Fusion Engineering and Design. 2011. V. 86. P. 2865.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2011.06.009>
11. *Lisgo S.W., Börner P., Kukushkin A., Pitts R.A., Polevoi A., Reiter D.* // J. Nuclear Materials. 2011. V. 415. S965.
<https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2010.11.061>
12. *Kadomtsev M.B., Kotov V., Lisitsa V.S., Shurygin V.A.* // 39th EPS Conference on Plasma Phys. 2012, EPS 2012 and the 16th International Congress on Plasma Phys. 2012. V. 3. P.4.093.
13. *Kadomtsev M.B., Kotov V., Lisitsa V.S., Neverov V.S., Shurygin V.A.* // 40th EPS Conference on Plasma Phys., EPS 2013. V. 1. 2013. P.1.135.
14. *Lisitsa V.S., Kadomtsev M.B., Kotov V., Neverov V.S., Shurygin V.A.* // Atoms. 2014. V. 2. P. 195.
<https://doi.org/10.3390/atoms2020195>
15. *Kukushkin A.B., Kukushkin A.S., Lisitsa V.S., Neverov V.S., Pshenov A.A., Shurygin V.A.* // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2021. V. 63. P. 035025.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/abd97f>
16. URL: <https://www.adas.ac.uk/>.
17. *Kukushkin A.B., Neverov V.S., Kadomtsev M.B., Kotov V., Kukushkin A.S., Levashova M.G., Lisgo S.W., Lisitsa V.S., Shurygin V.A., Alekseev A.G.* // J. Phys.: Confer. Ser. 2014. V. 548. P. 012012.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/548/1/012012>
18. *Неверов В.С., Кукушкин А.Б., Лисго С.В., Кукушкин А.С., Алексеев А.Г.* // Физика Плазмы. 2015. Т. 41. С. 115.
<https://doi.org/10.7868/S0367292115020079>
19. *Neverov V.S., Kukushkin A.B., Kruezi U., Stamp M.F., Weisen H., Contributors J.* // Nuclear Fusion. 2019. V. 59. P. 046011.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab0000>
20. *Lomanowski B.A., Meigs A.G., Sharples R.M., Stamp M., Guillemaut C.* // Nuclear Fusion. 2015. V. 55. P. 123028.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/12/123028>
21. *Behringer K.H.* // J. Nuclear Materials. 1987. V. 145–147. P. 145.
[https://doi.org/10.1016/0022-3115\(87\)90319-9](https://doi.org/10.1016/0022-3115(87)90319-9)
22. *Pospieszczyk A., Borodin D., Brezinsek S., Huber A., Kirschner A., Mertens P., Sergienko G., Schweer B., Beigman I.L., Vainshtein L.* // J. Phys. B: Atomic, Molecular and Optical Phys. 2010. V. 43. P. 144017.
<https://doi.org/10.1088/0953-4075/43/14/144017>
23. *O'Mullane M.* 12.2016. Private communication (ITER technical document).
24. *Mertens P., Brezinsek S., Greenland P.T., Hey J.D., Pospieszczyk A., Reiter D., Samm U., Schweer B., Sergienko G., Vietzke E.* // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2001. V. 43. A349.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/43/12A/327>
25. *Khusnutdinov R.I., Kukushkin A.B.* // Phys. Atomic Nuclei. 2019. V. 82. P. 1392.
<https://doi.org/10.1134/S1063778819100119>
26. *Pitts R.A., Bonnin X., Escourbiac F., Frerichs H., Gunn J.P., Hirai T., Kukushkin A.S., Kaveeva E., Miller M.A., Moulton D., Rozhansky V., Senichenkov I., Sytova E., Schmitz O., Stangeby P.C., De Temmerman G., Veselova I., Wiesen S.* // Nuclear Materials and Energy. 2019. V. 20. P. 100696.
<https://doi.org/10.1016/j.nme.2019.100696>
27. *Kotov V., Reiter D., Kukushkin A.S., Pacher H.D., Börner P., Wiesen S.* // Contributions to Plasma Phys. 2006. V. 46. P. 635.
<https://doi.org/10.1002/ctpp.200610056>
28. *Pshenov A., Kukushkin A., Marenkov E., Krasheninikov S.* // Nuclear Fusion. 2019. V. 59. P. 106025.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab3144>
29. *Kukushkin A.B., Neverov V.S., Lisitsa V.S., Shurygin V.A., Alekseev A.G.* // Phys. Atomic Nuclei. 2020. V. 83. P. 1070.
<https://doi.org/10.1134/S106377882007008X>