УДК 533.9:537.534:546.293

АНАЛИЗ ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА ВСЕХ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА С ПЕРВОЙ СТЕНКИ В ПЛАЗМУ С ПОМОЩЬЮ Н-АЛЬФА-ДИАГНОСТИКИ В ИТЭР

А.Б. Кукушкин^{1,2}, В.С. Неверов¹, В.С. Лисица^{1,2}, В.А. Шурыгин¹, А.Г. Алексеев¹

¹НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

В статье представлены результаты анализа точности измерения плотности потока всех изотопов водорода с первой стенки основной вакуумной камеры в плазму токамака ИТЭР с помощью спектроскопии высокого разрешения линий бальмер-альфа изотопов водорода (Н-альфа-диагностика). В условиях ожидаемого высокого фонового излучения, создаваемого рассеянным диверторным светом, и отсутствия возможности использования оптических ловушек в ИТЭР необходима дифференциальная схема измерения, использующая пространственную вариацию коэффициента отражения света от естественного ландшафта первой стенки. Анализ точности измерения проведён с помощью метода синтетической диагностики, использующего результаты предсказательного численного моделирования различных режимов рециклинга водорода для расчёта ожидаемых диагностических сигналов и определения искомых параметров путём решения обратной задачи.

Ключевые слова: спектроскопия высокого разрешения, линии бальмер-альфа, изотопы водорода, Н-альфа-диагностика, токамак, ИТЭР.

ANALYSIS OF ACCURACY OF MEASURING THE FLUX DENSITY OF ALL HYDROGEN ISOTOPES FROM FIRST WALL TO PLASMA USING THE H-ALPHA DIAGNOSTICS IN ITER

A.B. Kukushkin^{1,2}, V.S. Neverov¹, V.S. Lisitsa^{1,2}, V.A. Shurygin¹, A.G. Alekseev¹

¹NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

²National Nuclear Research University MEPhI, Moscow, Russia

The results of the analysis of the accuracy of measuring the flux density of all hydrogen isotopes from the first wall of the main vacuum chamber to the ITER tokamak plasma using the high-resolution spectroscopy of Balmer-alpha lines of hydrogen isotopes (H-alpha diagnostics) are presented. Under the conditions of the expected high background radiation generated by the divertor stray light and the absence of the possibility of using the optical dumps in ITER, a differential measurement scheme is necessary, which uses the spatial variation of the coefficient of the light reflection from the natural landscape of the first wall. The measurement accuracy analysis is carried out with the help of the method of synthetic diagnostics, which uses the results of the predictive numerical modeling of different modes of hydrogen recycling for simulation of the expected diagnostic signals and determination of the sought-for parameters by solving an inverse problem.

Key words: high-resolution spectroscopy, Balmer-alpha lines, hydrogen isotopes, H-alpha diagnostics, tokamak, ITER.

DOI: 10.21517/0202-3822-2019-42-3-37-51

ВВЕДЕНИЕ

Проведение анализа, представленного в настоящей статье, мотивировано недавним отказом от использования оптических ловушек в основной камере ИТЭР для интерпретации измерений диагностики «Спектроскопия водородных линий» (называемой в международной версии H_α-диагностикой, 55.E2 H-alpha (+Visible) Spectroscopy Diagnostic), поставляемой Россией в ИТЭР. Как показали исследования возможности стабилизации оптической системы в условиях её механических движений во время разряда, существующий проект диагностики не сможет гарантировать контроль за сбором полезного сигнала на хорде наблюдения, направленной строго в оптическую ловушку. В этих условиях Международная организация (МО) ИТЭР поставила задачу оценки диапазона параметров разряда, при которых данная диагностика сможет выполнять измерения с приемлемой точностью в случае отказа от использования оптических ловушек. В таком случае планируемая так называемая дифференциальная схема измерения, состоящая в сборе полезного сигнала на двух соседних хордах наблюдения с различным уровнем отражения паразитного фонового света от соответствующего участка на обращённой к плазме поверхности первой стенки вакуумной камеры, может быть использована только в расчёте на то, что в естественном ландшафте поверхности первой стенки ИТЭР имеется ощутимая пространственная вариация коэффи-

ента отражения света. Последнее условие действительно выполнимо, однако масштаб такой вариации значительно меньше, чем в случае использования разработанных ранее оптических ловушек. Таким образом, задача состоит в том, чтобы применить ранее разработанный нами метод определения искомых параметров (изотопного отношения и потоков нейтралов водорода со стенки) для различных режимов рециклинга водорода в случае отказа от оптических ловушек.

Представленный анализ проведён с помощью так называемой синтетической H_α -диагностики в основной камере токамака, основные принципы которого сформулированы в [1]. Синтетическая диагностика позволяет непосредственно сравнивать «истинные» значения искомой величины с значениями, восстановленными из синтетических экспериментальных данных путём решения соответствующих обратных задач. Напомним, что синтетическими экспериментальными данными называют смоделированные данные измерений, полученные путём расчёта ожидаемых сигналов в предположении знания всех параметров плазмы и измерительной аппаратуры (такой расчёт включает учёт эффектов статистического шума детекторов). Новизной синтетической диагностики [1] является то, что она в едином формализме объединила алгоритм решения следующих задач: учёт сильного рассеянного диверторного света (РДС), т.е. света, излучённого в диверторе, но за счёт отражений от металлических стенок камеры, дающего вклад в сигнал на хорде наблюдения в основной камере; учёт влияния на спектральную линию, измеряемую в пристеночной плазме (далее — СОЛ, scrape-off layer) на хордах наблюдения в основной камере, значительного отклонения функции распределения по скоростям (ФРС) нейтральных атомов от максвелловской; использование данных прямого наблюдения дивертора в обратной задаче восстановления параметров изотопов водорода в СОЛ с использованием сигналов с хорд наблюдения в основной камере. В [1] сформулирована общая схема решения диагностической задачи и получены решения ряда промежуточных задач — прежде всего задачи выделения полезного сигнала, каковым является спектральная интенсивность излучения атомов изотопов водорода в СОЛ, от фонового сигнала, каковым является РДС, в условиях порой значительного превышения фонового сигнала над полезным. Напомним, что трудность указанной задачи обусловлена тем, что полезный и фоновый сигналы являются излучением атомов изотопов водорода в одних и тех же спектральных линиях бальмеровской серии водорода. Присутствие сильного РДС в полном сигнале потребовало использования спектроскопии высокого разрешения для выделения полезного сигнала по тонким деталям регистрируемого спектра.

Ряд компонентов метода [1] тестирован в [2, 3] при обработке результатов измерений на токамаке JET.

Здесь нами проанализирована не только точность восстановления полного потока всех изотопов водорода без разделения на дейтерий и тритий, на атомы и молекулы, но и точность определения потока каждого из указанных компонентов в отдельности без измерения молекулярных спектров, только лишь по измерению спектров высокого разрешения линий бальмер-альфа. Далее везде речь идёт о результирующем потоке, т.е. плотности потока с учётом прямого потока со стенки в плазму и обратного потока из плазмы на стенку. Напомним, что рециклинг атомов и молекул включает учёт всех кинетических потоков, в том числе вклада процессов неупругого отражения атомов от первой стенки и потока атомов на стенку вследствие диссоциации нейтральных и ионизованных молекул.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Задача анализа точности измерения плотности потока атомов в ряде аспектов сложнее задачи анализа точности измерения изотопного отношения, т.е. парциальных вкладов каждого из изотопов водорода в смеси, так как в последней не требуется определять абсолютные концентрации атомов дейтерия и трития, а лишь разделять потоки фотонов в линиях D_α и T_α (впрочем, в силу близости этих спектральных линий достижение требуемой точности измерений оказывается серьёзной проблемой). Поэтому при решении второй задачи можно было использовать параметрическую модель контура линии [4, 5], не использующую информацию о плотностях и температурах электронов и ионов в СОЛ. Однако для измерения потока атомов знание профилей плотности и температуры плазмы в СОЛ уже необходимо. Известный метод измерения потока атомов и молекул водорода со стенки в плазму S/XB [6—8], изначально предложенный для примесей, но позднее обобщённый на случай водорода [9], оказывается неприменим в плазме основной камеры ИТЭР. В этом методе, помимо измерения атомарных спектров, требуется изме-

рение также и молекулярных спектров изотопов водорода. Последнее невозможно выполнить в условиях ИТЭР из-за проблемы РДС, которая для молекул ещё более существенна, чем для атомов (спектры свечения молекулы водорода намного сложнее выделить и интерпретировать, чем спектр свечения в бальмеровской линии атома). Баллистическая модель [10, 11] позволяет находить потоки атомов и молекул водорода со стенки в плазму только по атомным спектрам (например, по спектрам линий бальмер-альфа), однако требует знания пространственных профилей плотности и температуры плазмы в СОЛ с достаточно высокой абсолютной точностью и высоким пространственным разрешением [12]. Баллистическая модель позволяет в приближении плоского слоя в пристеночной плазме получить ФРС нейтральных молекул и атомов, одномерную по координате и проекции скорости на перпендикулярное к стенке направление. В баллистической модели первичными источниками нейтралов являются диссоциация молекул, поступивших со стенки в плазму, а также ионы, отражённые от стенки и при этом нейтрализованные. Последовательная генерация вторичных, быстрых нейтралов обусловлена перезарядкой первичного потока нейтралов на ионах плазмы. Исходная версия баллистической модели, кратко описанная в [10, 11], показала хорошее совпадение ФРС дейтерия с результатами расчётов кодом EIRENE [13, 14] для горизонтальной хорды наблюдения. В дальнейшем баллистическая модель была модифицирована: обобщена на случай трёх-изотопной смеси водорода, процесс неупругого отражения атомов от стенки сделан аналогичным таковому в EIRENE, и др. Скорость работы численного кода была увеличена в тысячи раз, в том числе за счёт переноса части вычислений на графические процессоры, что позволило использовать её в качестве инструмента синтетической диагностики, требующей многократного решения обратных задач. Подробности модификации баллистической модели будут изложены в отдельной статье.

Здесь мы проанализируем влияние двух источников ошибок на точность определения плотности потока атомов с первой стенки в плазму на участке пристеночной плазмы на стороне сильного магнитного поля. Первый источник ошибки связан с неопределённостью знания профилей плазмы в СОЛ, второй — со статистическим шумом детектора. Мы не учитываем ошибку, обусловленную так называемой калибровкой спектрометра, т.е. ошибку расчёта измеряемого детектором сигнала в единицах фотон/с по величине спектральной интенсивности выходящего из плазмы излучения в единицах фотон/(стер·м²·нм·с), поскольку она мала по сравнению с другими источниками ошибки, рассмотренными далее: РДС, неопределённостью входных данных о параметрах плазмы, измеряемых другими диагностиками. Анализ будет проводиться для хорды наблюдения № 4 верхнего обзора из экваториального порт-плага EPP11. Эта хорда характеризуется наибольшим отношением полезного сигнала к РДС среди всех хорд наблюдения в основной камере (см. рис. 6 в [15]). Выбор таких наиболее благоприятных для рассматриваемой диагностики условий продиктован необходимостью доказать возможность измерения потока атомов хотя бы с некоторых бланкет-модулей первой стенки, не обязательно со всех.

Для анализа роли ошибок входных данных или измерительной аппаратуры следует использовать одну и ту же теоретическую модель для генерации синтетического экспериментального спектра в линиях бальмер-альфа изотопов водорода и для решения обратной задачи восстановления искомых параметров. Точность самой модели, используемой для восстановления потока атомов со стенки, может быть оценена только путём сравнения с прямым экспериментом. Однако экспериментов по прямому измерению потока водорода со стенки в плазму в термоядерных установках (или на имитирующих их условия экспериментальных стендах) пока нет, а использование метода S/XB с учётом оценки молекулярного потока аналогичным методом D/XB [9] заведомо не претендует на требуемую ИТЭР высокую точность (30%) определения плотности потока атомов со стенки в плазму.

В данной работе использовалась баллистическая модель, так как многократные расчёты функции распределения атомов водорода по пространству и скоростям трёхмерным кодом EIRENE потребовали бы существенно больших (в тысячи раз) затрат времени. Профили плотности и температуры плазмы брались из расчётов кодом SOLPS-4.3 (B2-EIRENE) [13, 14, 16] (в случае улучшенной пристеночной расчётной сетки [17, 18]) для двух предельных случаев в диапазоне вариации главных параметров рециклинга водорода: низкой плотности плазмы в СОЛ в L-моде (сценарий «d») и высокой плотности плазмы в СОЛ в H-моде (сценарий «o») [15]. Двумерные профили светимости в линии бальмер-альфа дейтерия D_α для этих двух режимов

показаны на рис. 1. Отметим, что в сценарии «d» светимость D_α на стороне слабого поля (в районе экваториального порта) существенно ниже, чем на стороне сильного поля, а в сценарии «o» светимости на стороне сильного и слабого поля сравнимы. В дальнейшем будет показано, что наличие существенного вклада в сигнал на стороне слабого поля негативно сказывается на точности определения суммарной плотности потока всех изотопов водорода со стенки в плазму на стороне сильного поля.

Рис. 1. Двумерные профили светимости в линии D_α в логарифмическом масштабе. Показаны положения планируемых хорд наблюдения в основной камере для верхнего обзора из экваториального диагностического порт-плага EPP11: сценарий «d» (a); сценарий «o» (б)

Согласно требованиям ИТЭР плотность и температура электронов на периферии плазмы должны быть измерены с точностью 10%. Однако под периферией в данном случае понимается область вблизи сепаратрисы, где электронная плотность имеет значения выше 10^{19} м^{-3} , а не граница плазмы, которой фактически будет первая стенка. Поскольку диагностик, способных измерить плотность электронов вблизи стенки, где она имеет значения $\sim 10^{17}—10^{18} \text{ м}^{-3}$, с 10%-ной точностью в ИТЭР пока нет, предполагаем, что требуемые данные будут смоделированы теоретически с использованием результатов измерений в областях, максимально приближенных к первой стенке. Однако такое моделирование, вероятно, не сможет обеспечить точность 10% для плотности электронов на первой стенке, поэтому мы полагаем, что ошибка входных данных для плотности на стенке равна 30%. Величину указанной ошибки следует, как обычно, интерпретировать статистически, понимая под ней значение среднеквадратичного отклонения в нормальном (гауссовом) распределении относительной ошибки от её среднего значения (математического ожидания), которое для удачно разработанного алгоритма обработки данных и надёжной теоретической модели можно считать равным нулю.

Вариация профилей плотности и температуры электронов, соответствующая учёту ошибки измерения этих параметров другими диагностиками в ИТЭР, осуществлялась по следующему алгоритму:

- в местах пересечения хорды наблюдения № 4 для верхнего обзора из экваториального порт-плага и расчётной сетки B2-EIRENE из двумерных данных извлекались одномерные профили как функции расстояния от стенки x ;

- на обоих концах одномерных профилей, а именно на стороне вблизи стенки в точке x_w и на противоположной стороне, обращённой к центру плазменного шнура, в точке x_p , задавались стандартные

среднеквадратичные отклонения для относительных ошибок измерения — величины σ_w и σ_p . Для плотности электронов брались значения $\sigma_p = 0,1$, $\sigma_w = 0,3$, для температуры электронов — $\sigma_w = \sigma_p = 0,1$;

— затем создавались случайные наборы ошибок $\{\varepsilon_w\}_{i=1..N}$ и $\{\varepsilon_p\}_{i=1..N}$, отвечающие нормальным распределениям с центрами в нуле и стандартными отклонениями σ_w и σ_p соответственно, а также линейные весовые функции $\{w(x)\}_{i=1..N}$ по следующей формуле:

$$w_i(x) = \frac{\varepsilon_{p,i} - \varepsilon_{w,i}}{x_p - x_w} x + 1 + \frac{\varepsilon_{w,i} x_p - \varepsilon_{p,i} x_w}{x_p - x_w}; \quad (1)$$

— модифицированные профили плотности и температуры электронов вычислялись по формуле

$$f_i(x) = w_i(x)f_0(x), \quad (2)$$

где $f_0(x)$ — первичный профиль, соответствующий измеренному (среднему) значению, вокруг которого задаётся ошибка измерений (в случае синтетических экспериментальных данных — расчётами кодом SOLPS-4.3).

Модификация профилей ионной плотности и температуры осуществлялась с помощью весовых функций из тех же наборов, что использовались для модификации электронной плотности и температуры соответственно, в той же последовательности, т.е. i -й профиль ионной плотности получался с помощью той же весовой функции, что и i -й профиль электронной плотности.

Угол между хордой наблюдения № 4 верхнего обзора и нормалью к внутренней стенке камеры составляет 25° , аналогичный угол с нормалью к внешней стенке составляет 20° . Одномерная по координате и проекции скорости баллистическая модель [10, 11] позволяет рассчитывать ФРС нейтральных атомов только в направлении, перпендикулярном стенке. Это означает, что для расчёта ФРС вдоль хорды наблюдения № 4 верхнего обзора, неперпендикулярной стенке, нужны дополнительные допущения о распределении атомов также и по продольной стенке проекции скорости. Поскольку для произвольного направления хорды наблюдения баллистическая модель пока не разработана, мы используем следующую модель.

Пусть $\phi(\omega, x)$ — контур линии бальмер-альфа отдельного зеемановского компонента:

$$\phi_s(\omega, x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_s(x, v_x) \delta(\omega - \omega_s - \omega_s \frac{v_x}{c}) dv_x, \quad (3)$$

где x — расстояние от стенки вдоль хорды наблюдения; $\omega = 2\pi c/\lambda$; ω_s — частота излучаемых фотонов, отвечающая центру линии бальмер-альфа данного изотопа; $f_s(x, v_x)$ — одномерная ФРС нейтральных атомов данного изотопа. В случае наклонной хорды имеем

$$\phi_s(\omega, x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} dv_\perp dv_\parallel f_s(x, v_\perp, v_\parallel) \delta\left(\omega - \omega_s - \omega_s \frac{v_x}{c}\right), \quad (4)$$

где $v_\perp$ — скорость в направлении перпендикулярно стенке; $v_\parallel$ — скорость в направлении вдоль стенки в полоидальной плоскости, $v_x = v_\perp \cos(\theta) + v_\parallel \sin(\theta)$, где θ — угол между направлением хорды и нормалью к стенке. ФРС $f_s(x, v_\perp, v_\parallel)$ можно представить в виде произведения двух одномерных распределений по проекции скорости — ФРС из баллистической модели (BM) для распределения по перпендикулярному к стенке компоненту скорости и максвелловской ФРС (Maxwell) по продольному компоненту скорости:

$$f_s(x, v_\perp, v_\parallel) = f_s^{(BM)}(x, v_\perp) f_s^{(Maxwell)}(v_\parallel, T_\parallel(x)), \quad (5)$$

где $T_\parallel(x)$ — температура продольного движения атомов, которая в силу доминирующего вклада перезарядки и направленности результирующего потока атомов от стенки в плазму должна быть заведомо меньше температуры ионов в этой точке. В баллистической модели источниками атомов на границе плазмы являются либо молекулы, уходящие со стенки, либо атомы, образовавшиеся из ионов, отразившихся от стенки с нейтрализацией иона. ФРС линейна по этим источникам:

$$f_s^{(BM)}(x, v_\perp) = f_{s, \text{mol}}^{(BM)}(x, v_\perp) + f_{s, \text{at}}^{(BM)}(x, v_\perp). \quad (6)$$

Температуру для ФРС по продольному компоненту скорости зададим для каждого компонента из (6) по отдельности как удвоенную (в силу одномерности используемой кинетической модели) среднюю кинетическую энергию движения в перпендикулярном к стенке направлении:

$$T_{\parallel, k}(x) = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{mv_{\perp}}{2} f_{s, k}^{(BM)}(x, v_{\perp}) dv_{\perp}, \quad (7)$$

где k имеет значение mol или at (см. формулу (6)). Тогда (5) примет вид

$$f_s(x, v_{\perp}, v_{\parallel}) = f_{s, mol}^{(BM)}(x, v_{\perp}) f_s^{(Maxwell)}(v_{\parallel}, T_{\parallel, mol}(x)) + f_{s, at}^{(BM)}(x, v_{\perp}) f_s^{(Maxwell)}(v_{\parallel}, T_{\parallel, at}(x)). \quad (8)$$

Предварительный анализ возможных значений $T_{\parallel}(x)$ показал, что для рассматриваемых нами пространственных профилей параметров плазмы на интересующем нас участке в СОЛ $T_{\parallel}(x)$ можно считать равной температуре ионов на границе плазмы $T_{ion}(0)$. Поэтому сначала мы рассмотрели случай, когда на интересующем нас участке в СОЛ $T_{\parallel, mol}(x) = T_{\parallel, at}(x) = T_{ion}(0)$. В этом случае результаты для точности определения полного потока атомов почти не отличались от приведённых в конце данной работы, в то же время точность выделения вкладов дейтерия и трития в смеси была заметно ниже.

Следует отметить, что информация об источниках нейтральных атомов (молекулярном и ионном) сохраняется в контуре спектральной линии, получаемом интегрированием светимости вдоль хорды наблюдения, благодаря тому, что нейтралы, образованные диссоциацией молекул, имеют существенно меньшие скорости, чем нейтралы, образованные отражением ионов от стенки с нейтрализацией иона, и тем более, чем нейтралы, образованные в результате перезарядки. Это и позволяет восстанавливать (пусть и не с очень высокой точностью) плотность молекулярного потока по измерению атомного спектра с высоким спектральным разрешением.

ФОРМУЛИРОВКА И РЕШЕНИЕ ОБРАТНЫХ ЗАДАЧ

На рис. 2 показан набор из 1000 профилей плотности и температуры электронов в СОЛ на сто-

Рис. 2. Профили плотности (а, б) и температуры (в, г) электронов в расчётных сценариях «d» (а, в) и «о» (б, г) как функции расстояния от стенки вдоль нормали к ней на участке, где хорда наблюдения № 4 для верхнего обзора из экваториального порт-плага ЕРР11 пересекает пристеночный слой плазмы ИТЭР на стороне сильного магнитного поля. Показаны различные варианты профилей, допустимые в рамках заданной ошибки измерения (показан набор из 1000 шт.): — расчётные профили; — допустимые варианты профилей с учётом ошибки измерения

роне сильного магнитного поля в сценариях «d» и «o», рассчитанных по формулам (1), (2), профили $f_0(x)$ показаны красным. Аналогичным образом варьировались профили плазмы и на стороне слабого поля. На рис. 2 видно, что при вариации профилей по указанному алгоритму гауссовский вид отклонения от первичной функции распределения профилей, выбранный нами для учёта ошибки измерений, сохраняется при любом значении координаты x .

На рис. 3 показан набор из 1000 модельных спектральных интенсивностей линии D_α на хорде наблюдения № 4 для верхнего обзора из экваториального порт-плага на стороне сильного поля в сценарии «d», отвечающий набору профилей плотности и температуры, показанному на рис. 2. Спектральная интенсивность, отвечающая наиболее вероятному профилю $f_0(x)$, выделена красным. Отметим, что вариация профилей плазмы меняет не только контур спектральной линии, т.е. относительное спектральное распределение, но и интегральное по длине волны значение интенсивности, т.е. абсолютные значения спектрального распределения. Нормальный, т.е. гауссов, вид статистического распределения входных данных для учёта ошибки измерений прослеживается и в соответствующем статистическом распределении спектральной интенсивности ожидаемого сигнала.

Рис. 3. Вариация модельной спектральной интенсивности линии D_α на хорде наблюдения № 4 для верхнего обзора из экваториального порт-плага на стороне сильного поля в сценарии «d», отвечающая вариациям профилей плотности и температуры, показанным на рис. 2

В нашем случае это будет значение $N_{D_2}(0)$ на стороне сильного поля. Вначале рассмотрим случай без учёта РДС. В этом случае обратная задача восстановления искомых параметров по минимизации различия синтетического, т.е. ожидаемого экспериментального, спектра и модельного теоретического имеет такой вид:

$$\sum_j (\tilde{S}_{\text{synth}}(\lambda_j) - \tilde{S}_{\text{theor}}(\lambda_j, \mathbf{x}))^2 \xrightarrow{\mathbf{x}} \min; \quad (9)$$

$$S_{\text{theor}}(\lambda_j, \mathbf{x}) = S_{D_2}^{\text{HFS}}(\lambda_j) + x_1 S_{D^+ \rightarrow D}^{\text{HFS}}(\lambda_j) + x_2 (S_{D_2}^{\text{LFS}}(\lambda_j) + x_3 S_{D^+ \rightarrow D}^{\text{LFS}}(\lambda_j)); \quad (10)$$

$$\tilde{S}(\lambda_j) = \frac{S(\lambda_j)}{\sum_j S(\lambda_j)}. \quad (11)$$

Здесь $S_{D_2}^{\text{HFS}}(\lambda_j)$ — спектральная интенсивность излучения, испускаемого в плазме на стороне сильного поля, рассчитанная на одну поступающую со стенки молекулу ($N_{D_2}(0)=1$, $N_{D^+ \rightarrow D}(0)=0$); $S_{D^+ \rightarrow D}^{\text{HFS}}(\lambda_j)$ — спектральная интенсивность излучения, испускаемого в плазме на стороне сильного

Мы начнём изложение результатов со случая дейтериевой плазмы без примеси трития. Считаем, что молекулы дейтерия покидают стенку с ФРС, в которой температура равна температуре первой стенки вакуумной камеры, а температура атомов, образованных отражением ионов от стенки с нейтрализацией ионов, равна известной температуре ионов на границе плазмы. Тогда рассчитываемая теоретически в рамках баллистической модели спектральная интенсивность излучения в случае учёта только одного участка СОЛ на хорде наблюдения имеет всего два свободных параметра: плотность молекул дейтерия на стенке $N_{D_2}(0)$ и плотность атомов на стенке $N_{D^+ \rightarrow D}(0)$, образованных отражением ионов с нейтрализацией, т.е. рекомбинацией их в атомы. С учётом наличия вкладов двух излучающих слоёв в полный сигнал (так как хорда наблюдения пересекает СОЛ дважды — на стороне сильного и слабого магнитного поля) число свободных параметров удваивается.

поля, рассчитанная на один атом, поступающий в плазму в результате отражения иона от стенки с его нейтрализацией ($N_{D_2}(0)=0$, $N_{D^+ \rightarrow D}(0)=1$); $S_{D_2}^{LFS}(\lambda_j)$ и $S_{D^+ \rightarrow D}^{LFS}(\lambda_j)$ — соответствующие спектральные интенсивности от вкладов излучения в плазме на стороне слабого поля. Искомые величины x имеют следующий смысл:

$$x_1 = N_{D^+ \rightarrow D}^{HFS}(0)/N_{D_2}^{HFS}(0); x_2 = N_{D_2}^{LFS}(0)/N_{D_2}^{HFS}(0); x_3 = N_{D^+ \rightarrow D}^{LFS}(0)/N_{D_2}^{LFS}(0). \quad (12)$$

При этом $N_{D_2}^{HFS}(0)$ определяется так:

$$N_{D_2}^{HFS}(0) = \sum_j S_{\text{synth}}(\lambda_j) / \sum_j S_{\text{theor}}(\lambda_j). \quad (13)$$

Синтетический, т.е. ожидаемый экспериментальный, спектр $S_{\text{synth}}(\lambda_j)$ рассчитывается так же, как и модельный теоретический, но в нём $N_{D_2}(0)$ и $N_{D^+ \rightarrow D}(0)$ являются заданными параметрами. Совокупность профилей $n_i(x)$, $T_i(x)$, $n_e(x)$, $T_e(x)$ в СОЛ также является заданной, при этом выборка каждого профиля из соответствующего возможного набора, определяемого ошибкой измерения этого параметра, является случайной. Таким образом, профили одного и того же параметра оказываются независимыми выборками при расчёте синтетического и модельного теоретического спектров. Кроме того, в синтетический спектр добавлялся статистический шум детектора, который, правда, не сказывается на ошибке измерений в случае без учёта РДС, но играет существенную роль при учёте РДС. В пассивной диагностике нет жёстких ограничений на время экспозиции, поэтому при слабом сигнале его можно увеличить. Однако нам не известны такие детекторы, используемые в спектроскопии, матрицы которых могли бы зарегистрировать более $N_{\text{max}} = 2^{16}$ событий на один пиксель за одно измерение. Именно это ограничение влияет на уровень статистического шума в сигнале. Мы считали, что время экспозиции подобрано таким образом, чтобы в максимуме сигнала регистрировалось $0,9N_{\text{max}}$ событий. Тогда в случае превышения РДС над полезным сигналом в 18 раз (как в сценарии «d») [15] рассчитанный статистический шум составляет $\sim 10\%$ от уровня полезного сигнала.

Обратная задача (9)—(11) решалась 1000 раз. Из-за несовпадения профилей плазмы, использованных при расчёте $S_{\text{synth}}(\lambda_j)$ и $S_{\text{theor}}(\lambda_j)$, восстановленные значения $N_{D_2}^{HFS}(0)$, $N_{D^+ \rightarrow D}^{HFS}(0)$, $N_{D_2}^{LFS}(0)$ и $N_{D^+ \rightarrow D}^{LFS}(0)$ всегда отличались от заданных. С найденными значениями $N_{D_2}(0)$ и $N_{D^+ \rightarrow D}(0)$ рассчитывались молекулярные и атомарные потоки со стенки в плазму $J_{D_2}^{HFS}(0)$, $J_D^{HFS}(0)$, $J_{D_2}^{LFS}(0)$ и $J_D^{LFS}(0)$. Многократное решение обратной задачи позволило получить статистический ансамбль для найденных значений $J_{D_2}^{HFS}(0)$, $J_D^{HFS}(0)$, $J_{D_2}^{LFS}(0)$ и $J_D^{LFS}(0)$, что позволяет считать относительную ошибку их восстановления. Полученный статистический ансамбль решений обратной задачи имеет достаточно сильный разброс, однако тысячи элементов вполне достаточно для оценки его дисперсии. Хотя восстановление каждого компонента потока по отдельности с разделением на молекулярный и атомный тоже представляет интерес, перед H_α -диагностикой, в первую очередь, стоит задача определения полного, т.е. суммарного по атомам и молекулам и по их возможным изотопам, результирующего потока атомов со стенки в плазму, который в рассматриваемом случае одного изотопа дейтерия имеет вид $J_{D, \text{total}}^{HFS}(0) = 2J_{D_2}^{HFS}(0) + J_D^{HFS}(0)$.

На рис. 4 показаны результаты наилучшей подгонки синтетических спектров линии D_α в сценариях «d» и «o» для одного из тысячи расчётов в каждом случае. Несовпадение штриховых и сплошных кривых отражает зависимость результата решения обратной задачи от характера профилей плазмы в СОЛ и ошибки их измерения.

Рис. 4. Типичный пример наилучшей подгонки путём решения обратной задачи (9)—(11) синтетических спектров линии D_α в сценариях «d» (a) и «o» (б) на хорде наблюдения № 4 для верхнего обзора из экваториального порт-плага без учёта РДС: — входные, синтетические данные для спектральной интенсивности в балмеровской линии дейтерия D_α ; - - - - - результат их наилучшей подгонки путём решения обратной задачи; — вклад от излучения на участках СОЛ на стороне сильного и слабого поля соответственно; — суммарный спектр

Конечный результат многократного решения обратной задачи (9)—(11) для сценариев «d» и «o» приведён на рис. 5. На нём показаны гистограммы, характеризующие вероятностные распределения относительной ошибки определения искомых величин: по вертикали указано количество прогонов решения обратной задачи, дающих ту или иную ошибку определения следующих трёх искомых величин — результирующего, т.е. с учётом прямого и обратного потоков, потока атомов дейтерия и потока молекул дейтерия со стенки в плазму, а также суммарного потока дейтерия в атомах и молекулах в направлении перпендикулярно

Рис. 5. Гистограммы для распределения числа прогонов решения обратной задачи по величине полученной относительной ошибки определения потока атомов и молекул дейтерия со стенки на стороне сильного поля в направлении перпендикулярно стенке, $(J_{\text{rec}} - J_{\text{given}})/J_{\text{given}}$, при измерении по хорде наблюдения № 4 для верхнего обзора из экваториального порт-плага без учёта РДС в сценариях «d» (a) (■ — $\mu = 6,5 \cdot 10^{-3}$, $\sigma_0 = 8,8 \cdot 10^{-2}$; ■ — $\mu = -3,4 \cdot 10^{-3}$, $\sigma_0 = 2,2 \cdot 10^{-2}$; ■ — $\mu = 1,1 \cdot 10^{-3}$, $\sigma_0 = 2,4 \cdot 10^{-2}$) и «o» (б) (■ — $\mu = 1,9 \cdot 10^{-2}$, $\sigma_0 = 1,6 \cdot 10^{-1}$; ■ — $\mu = 2,2 \cdot 10^{-3}$, $\sigma_0 = 5,4 \cdot 10^{-2}$; ■ — $\mu = 1,1 \cdot 10^{-2}$, $\sigma_0 = 9,3 \cdot 10^{-2}$); ■ — результаты для потока молекул D_2 , ■ — для потока атомов D , ■ — для полного потока атомов в виде молекул и отдельных атомов

стенке на стороне сильного магнитного поля $(J_{\text{rec}} - J_{\text{given}})/J_{\text{given}}$. Здесь J_{rec} — восстановленное значение потока атомов, J_{given} — заданное. В подписи к рисунку указаны значения μ и σ_0 , где μ — отклонение среднего значения полученного распределения от заданного значения потока (оно характеризует систематическую ошибку), σ_0 — среднеквадратическое отклонение полученного распределения от заданного значения потока (оно характеризует разброс восстановленных значений потока). Видно, что поток дейтерия в атомах восстанавливается точнее молекулярного потока (см. разброс ошибки). Следует отметить, что в обоих рассмотренных сценариях точность восстановления потоков на стороне сильного магнитного поля оказывается выше точности восстановления потока на стороне слабого поля. Разница особенно велика в сценарии «d», где интенсивность в линии D_α почти на порядок сильнее на стороне сильного поля. Меньший разброс восстановленных значений потока на стороне сильного поля в сценарии «d» по сравнению со сценарием «o» обусловлен меньшим вкладом в сигнал светимости на стороне слабого поля.

При наличии РДС следует использовать дифференциальную схему измерений, которая состоит в измерении по двум близким хордам, нацеленным на области первой стенки с разными коэффициентами отражения света. Предполагается, что проекции обеих хорд на полоидальную плоскость совпадают с хордой № 4 для верхнего обзора из экваториального порт-плага, но их области наблюдения на внутренней стенке немного смещены друг относительно друга в тороидальном направлении. Обратная задача (9) в случае измерения по дифференциальной схеме принимает вид

$$\sum_j \left(\tilde{S}_{\text{synth}}^{(1)}(\lambda_j) - y \tilde{S}_{\text{synth}}^{(2)}(\lambda_j) - (1-y) \tilde{S}_{\text{theor}}(\lambda_j, \mathbf{x}) \right)^2 \rightarrow \min_{\mathbf{x}, y}, \quad (14)$$

где индексами (1) и (2) отмечены нормированные условием (8) синтетические спектры на хордах, нацеленных на области с соответственно меньшим и большим коэффициентами отражения. $\tilde{S}_{\text{theor}}(\lambda_j, \mathbf{x})$ имеет вид (11), неизвестная переменная y равна отношению меньшего коэффициента отражения стенки к большему, она определяется минимизацией функционала (14).

В этом случае $N_{D_2}^{\text{HFS}}(0)$ определяется так:

$$N_{D_2}^{\text{HFS}}(0) = \frac{\left(\sum_j S_{\text{synth}}^{(1)}(\lambda_j) \right) \left(\sum_j S_{\text{synth}}^{(2)}(\lambda_j) \right) (1-y)}{\left(\left(\sum_j S_{\text{synth}}^{(2)}(\lambda_j) \right) - y \left(\sum_j S_{\text{synth}}^{(1)}(\lambda_j) \right) \right) \left(\sum_j S_{\text{theor}}(\lambda_j) \right)}. \quad (15)$$

Контур линии спектральной интенсивности РДС, которая добавлялась в синтетические спектры $S_{\text{synth}}^{(1)}(\lambda_j)$ и $S_{\text{synth}}^{(2)}(\lambda_j)$, рассчитывался по формуле (1) из [19], отношение интенсивности РДС к интенсивности полезного сигнала в $S_{\text{synth}}^{(2)}(\lambda_j)$ было взято из [15] и для сценария «d» равно 18, для сценария «о» — 3,5. Мы рассмотрим случаи, когда коэффициенты отражения первой стенки для двух хорд отличаются в 1,25, 1,5 и 2 раза (эти величины используются в синтетических спектрах $S_{\text{synth}}^{(1)}(\lambda_j)$ и $S_{\text{synth}}^{(2)}(\lambda_j)$, но считаются неизвестными при минимизации функционала (14)). Во столько же раз снижается интенсивность РДС в спектре $S_{\text{synth}}^{(1)}(\lambda_j)$ по сравнению со спектром $S_{\text{synth}}^{(2)}(\lambda_j)$.

На рис. 6 для одного из тысячи расчётов показаны результаты наилучшей подгонки синтетических спектров $S_{\text{synth}}^{(1)}(\lambda_j)$ в сценарии «d» для случая, когда уровень РДС в $S_{\text{synth}}^{(1)}(\lambda_j)$ в 2 раза ниже уровня РДС в $S_{\text{synth}}^{(2)}(\lambda_j)$, и в сценарии «о» для случая, когда уровень РДС в $S_{\text{synth}}^{(1)}(\lambda_j)$ в 1,25 раза ниже уровня РДС в $S_{\text{synth}}^{(2)}(\lambda_j)$. Отметим, что хотя формально спектральная интенсивность РДС не входит в обратную задачу (14), она может быть найдена как разность между полным наблюдаемым сигналом и искомым полезным сигналом $S_{\text{theor}}(\lambda_j)$.

Рис. 6. Типичный пример наилучшей подгонки спектральной интенсивности линии D_α путём решения обратной задачи (14) в сценариях «d» (a) и «о» (б) для двуххордового измерения. Показаны случаи, когда отношение РДС к полезному сигналу на одной из хорд равно 18, на второй — в 2 раза меньше (сценарий «d») и когда отношение РДС к полезному сигналу на одной из хорд равно 3,5, на второй — в 1,25 раза меньше (сценарий «о»). Показаны спектральные интенсивности для второй хорды: D_α , ----- — результат их наилучшей подгонки путём решения обратной задачи; —, — вклад от излучения на участках СОЛ на стороне сильного и слабого поля соответственно; — — суммарный спектр; — — спектральная интенсивность РДС

На рис. 7 показаны гистограммы для распределения числа прогонов решения обратной задачи по величине полученной относительной ошибки определения потока атомов и молекул дейтерия со стенки в плазму на стороне сильного магнитного поля, аналогичные гистограммам на рис. 4, для сценариев «d» и «o» для случаев, когда коэффициенты отражения первой стенки для двух хорд отличаются в 2 и 1,25 раза соответственно. Разброс ошибок для молекулярного потока на графиках указывает на невозможность выделить его в полном потоке с удовлетворительной точностью. Однако полный поток дейтерия в атомах и молекулах восстанавливается хорошо. Отметим, что для сценария «o» в случае, когда коэффициенты отражения стенки на соседних хордах отличаются в 2 раза, становится возможным разделение молекулярного и атомарного потоков (ни для одного из тысячи расчётов ошибка определения молекулярного потока не превышает 75%).

Рис. 7. Гистограммы для распределения числа прогонов решения обратной задачи по величине полученной относительной ошибки определения потока атомов и молекул дейтерия со стенки на стороне сильного поля в направлении перпендикулярно стенке, $(J_{\text{rec}} - J_{\text{given}})/J_{\text{given}}$, при двуххордовом измерении. Показаны случаи, когда отношение РДС к полезному сигналу на одной из хорд равно 18, на второй — в 2 раза меньше (сценарий «d») (а) $\blacksquare$ — $\mu = 2,9 \cdot 10^{-3}$, $\sigma_0 = 3,6 \cdot 10^{-1}$; $\blacksquare$ — $\mu = -6,7 \cdot 10^{-3}$, $\sigma_0 = 1,2 \cdot 10^{-1}$; $\blacksquare$ — $\mu = -9,7 \cdot 10^{-4}$, $\sigma_0 = 6,9 \cdot 10^{-2}$) и когда отношение РДС к полезному сигналу на одной из хорд равно 3,5, на второй — в 1,25 раза меньше (сценарий «o») (б) $\blacksquare$ — $\mu = 1,0 \cdot 10^{-2}$, $\sigma_0 = 3,5 \cdot 10^{-1}$; $\blacksquare$ — $\mu = 5,4 \cdot 10^{-3}$, $\sigma_0 = 1,6 \cdot 10^{-1}$; $\blacksquare$ — $\mu = 8,8 \cdot 10^{-3}$, $\sigma_0 = 1,2 \cdot 10^{-1}$). Остальные обозначения указаны в подписи к рис. 5

Далее рассмотрим случай дейтериево-тритиевой плазмы с равной концентрацией трития и дейтерия. В этом случае модельная спектральная интенсивность для одного участка СОЛ будет иметь пять свободных параметров: $N_{D_2}(0)$, $N_{T_2}(0)$, $N_{DT}(0)$, $N_{D^+ \rightarrow D}(0)$, $N_{T^+ \rightarrow T}(0)$. Для двух участков СОЛ число свободных параметров будет равно уже 10. Однако если в модельном («теоретическом») спектре не учитывать перекрёстную перезарядку атомов дейтерия на ионах трития и атомов трития на ионах дейтерия, а также исключить молекулы DT (увеличив концентрации $N_{D_2}(0)$ и $N_{T_2}(0)$ на $N_{DT}(0)/2$), задача сильно упрощается, так как в этом случае моделирование для дейтерия и трития можно проводить по отдельности. Такое упрощение допустимо, так как при анализе расчётов, проведённых с помощью баллистической модели, нами было замечено, что процесс перекрёстной перезарядки (дейтерия на тритии и трития на дейтерии) слабо влияет на распределение дейтерия и трития в СОЛ, а тип молекулы (D_2 или DT), которая выступает источником атомарного дейтерия, невозможно идентифицировать по спектральной интенсивности. В синтетическом же спектре и процесс перекрёстной перезарядки, и наличие молекул DT учитываются. Кроме того, мы предполагаем, что рециклинг дейтерия и трития протекает одинаковым образом и $N_{D^+ \rightarrow D}(0)/N_{D_2}(0) = N_{T^+ \rightarrow T}(0)/N_{T_2}(0)$. В этом случае модельный спектр имеет вид

$$S_{\text{theor}}(\lambda_j, \mathbf{x}) = S_{D_2}^{\text{HFS}}(\lambda_j) + x_1 S_{D^+ \rightarrow D}^{\text{HFS}}(\lambda_j) + x_4 (S_{T_2}^{\text{HFS}}(\lambda_j) + x_1 S_{T^+ \rightarrow T}^{\text{HFS}}(\lambda_j)) + x_2 (S_{D_2}^{\text{LFS}}(\lambda_j) + x_3 S_{D^+ \rightarrow D}^{\text{LFS}}(\lambda_j) + x_5 (S_{T_2}^{\text{LFS}}(\lambda_j) + x_3 S_{T^+ \rightarrow T}^{\text{LFS}}(\lambda_j))), \quad (16)$$

где переменные x_4 и x_5 имеют смысл изотопного отношения T/D на стороне сильного и слабого поля соответственно.

Даже без учёта РДС отделить молекулярные и атомарные потоки со стенки для дейтерия и трития не представляется возможным, но отделить суммарный поток дейтерия от суммарного потока трития мож-

но, за исключением единичных случаев в сценарии «о». На рис. 8 показаны гистограммы для распределения числа прогонов решения обратной задачи по величине полученной относительной ошибки определения потоков дейтерия и трития (суммарно в атомах и молекулах) со стенки в плазму на стороне сильного магнитного поля, а также суммарного по изотопам потока для сценариев «d» и «о». Видно, что суммарный поток атомов дейтерия и трития с внутренней стенки восстанавливается с достаточно высокой точностью.

Рис. 8. Гистограммы для распределения числа прогонов решения обратной задачи по величине полученной относительной ошибки определения суммарного и индивидуального потоков дейтерия и трития (без разделения указанных потоков на атомарный и молекулярный) со стенки на стороне сильного поля в направлении перпендикулярно стенке, $(J_{\text{rec}} - J_{\text{given}})/J_{\text{given}}$, при измерении по хорде наблюдения № 4 для верхнего обзора из экваториального порт-плага без учёта РДС в сценариях «d» (a) — $\mu = 5,8 \cdot 10^{-3}$, $\sigma_0 = 4,0 \cdot 10^{-2}$; $\mu = 8,2 \cdot 10^{-3}$, $\sigma_0 = 9,8 \cdot 10^{-2}$; $\mu = 6,9 \cdot 10^{-3}$, $\sigma_0 = 2,7 \cdot 10^{-2}$ и «о» (б) — $\mu = 2,0 \cdot 10^{-2}$, $\sigma_0 = 1,4 \cdot 10^{-1}$; $\mu = 2,7 \cdot 10^{-2}$, $\sigma_0 = 1,7 \cdot 10^{-1}$; $\mu = 2,3 \cdot 10^{-2}$, $\sigma_0 = 9,9 \cdot 10^{-2}$. Заданная доля трития в плазме 50%, — результаты для полного потока атомов дейтерия в виде молекул и отдельных атомов, — то же самое для трития, — результаты для полного потока всех атомов дейтерия и трития во всех видах

На рис. 9 показаны результаты наилучшей подгонки спектральной интенсивности линий бальмер-альфа для смеси дейтерия и трития на хорде с меньшим значением РДС при двуххордовом измерении для одного из тысячи расчётов для сценария «d» в случае, когда коэффициенты отражения стенки для соседних хорд отличаются в 2 раза, и сценария «о» в случае, когда коэффициенты отражения стенки для соседних хорд отличаются в 1,25 раза (ср. с рисунком 5 для дейтериевой плазмы). Рис. 9 иллюстрирует сложность обратной задачи восстановления спектральных составляющих полезного сигнала: хотя в сценарии «о» теоретическая кривая идеально воспроизводит синтетический спектр и спектр РДС, компоненты полезного сигнала, дающие слабый вклад в измеряемый сигнал, воспроизводятся с заметными ошибками.

Рис. 9. Типичный пример наилучшей подгонки спектральной интенсивности линий бальмер-альфа для смеси дейтерия и трития в равной концентрации путём решения обратной задачи для сценариев «d» (a) и «о» (б) при двуххордовом измерении в случаях, аналогичных таковым, показанным на рис. 6: — — входные, синтетические данные для спектральной интенсивности в бальмеровских линиях дейтерия D_α и трития T_α ; - - - результат их наилучшей подгонки путём решения обратной задачи; — и — вклад от излучения соответственно дейтерия и трития на участках СОЛ на стороне сильного магнитного поля; — и — аналогичные вклады на стороне слабого магнитного поля (LFS); — — спектральная интенсивность РДС; — — суммарные спектры

На рис. 10 показаны гистограммы для распределения числа прогонов решения обратной задачи по величине полученной относительной ошибки определения потока дейтерия и трития (суммарно в атомах и молекулах) со стенки в плазму на стороне сильного магнитного поля, аналогичные гистограммам на рис. 8. Видно, что полный поток всех изотопов водорода в случае дейтериево-трیتیевой плазмы восстанавливается примерно с той же точностью, что и поток дейтерия в дейтериевой плазме. Разделение полного потока на дейтериевый и трітиевый компоненты возможно в обоих сценариях, когда уровень РДС на соседних хордах отличается хотя бы в 2 раза.

Рис. 10. Гистограммы для распределения числа прогонов решения обратной задачи по величине полученной относительной ошибки определения суммарного и индивидуального потоков дейтерия и трития (без разделения указанных потоков на атомарный и молекулярный) со стенки на стороне сильного поля в направлении перпендикулярно стенке, $(J_{\text{rec}} - J_{\text{given}}) / J_{\text{given}}$, при двуххордовом измерении. Показаны случаи, когда отношение РДС к полезному сигналу на одной из хорд равно 18, на второй — в 2 раза меньше (сценарий «d») (a) (■ — $\mu = 4,3 \cdot 10^{-3}$, $\sigma_0 = 1,3 \cdot 10^{-1}$; ■ — $\mu = 1,4 \cdot 10^{-4}$, $\sigma_0 = 1,6 \cdot 10^{-1}$; ■ — $\mu = 2,4 \cdot 10^{-3}$, $\sigma_0 = 6,8 \cdot 10^{-2}$) и когда отношение РДС к полезному сигналу на одной из хорд равно 3,5, на второй — в 1,25 раза меньше (сценарий «o») (б) (■ — $\mu = 8,5 \cdot 10^{-2}$, $\sigma_0 = 3,9 \cdot 10^{-1}$; ■ — $\mu = -3,7 \cdot 10^{-2}$, $\sigma_0 = 3,9 \cdot 10^{-1}$; ■ — $\mu = 3,0 \cdot 10^{-2}$, $\sigma_0 = 1,4 \cdot 10^{-1}$). Заданная доля трития в плазме 50%. Остальные обозначения указаны в подписи к рис. 8

На рис. 11 для сценариев «d» и «o» для случаев дейтериевой и дейтериево-трیتیевой плазмы с равной концентрацией дейтерия и трития показана зависимость относительной ошибки измерения

Рис. 11. Относительная ошибка определения полного потока атомов со стенки на стороне сильного поля в направлении перпендикулярно стенке при измерении по хорде наблюдения № 4 для верхнего обзора из экваториального порт-плага для случаев дейтериевой плазмы (a) и дейтериево-трیتیевой плазмы с равной концентрацией дейтерия и трития (б) в зависимости от величины заданного отношения коэффициентов отражения света от первой стенки на двух соседних хордах. Показан также результат для случая отсутствия РДС. Относительная ошибка определена как $2,5\sigma_0$, что соответствует доверительной вероятности 98%: ■ — сценарий «d»; ● — сценарий «o»

полного результирующего потока атомов со стенки в плазму на стороне сильного поля от заданной величины различия коэффициентов отражения света от стенки на соседних хордах при двуххордовом измерении. Ошибка рассчитана по статистическим распределениям, показанным на рис. 5, 7, 8, 10, и аналогичным им для других отношений долей РДС в сигнале на соседних хордах. Ошибка определена как $2,5\sigma_0$, что соответствует доверительной вероятности 98%. Для сравнения показаны значения ошибки в отсутствие РДС (статистические распределения показаны на рис. 5 и 8). Из рис. 11 следует, что для того чтобы точность измерения потока всех изотопов водорода со стенки при дифференциальной схеме измерения удовлетворяла требованию не превышать 30%, уровень РДС на одной из парных хорд должен быть хотя бы в 1,5 раза ниже, чем на второй (напомним, что для сценария «o» в случае только дейтериевой плазмы достаточно отношения 1,25). Отметим также, что в сценарии «o» наибольшую сложность составляет разделение вкладов в сигнал на стороне сильного и слабого поля, а не выделение полезного сигнала на фоне РДС. Поэтому уже для

случая, когда уровень РДС на одной из парных хорд в 1,5 раза ниже, чем на второй, ошибка определения полного потока почти равна таковой в случае, когда РДС нет вовсе.

ВЫВОДЫ

В условиях ожидаемого высокого фонового излучения, создаваемого рассеянным диверторным светом, и отсутствия возможности использования оптических ловушек в ИТЭР необходима дифференциальная схема измерения, использующая пространственную вариацию коэффициента отражения света от естественного ландшафта первой стенки. Выполнен анализ точности измерения потока всех изотопов водорода со стенки при такой дифференциальной схеме измерения. Поставлена и решена задача восстановления потока всех изотопов водорода со стенки при дифференциальной схеме измерения, использующей пространственную вариацию коэффициента отражения света от первой стенки ИТЭР. Для оценки точности восстановления произведён учёт ошибки входных данных (профилей параметров плазмы). Рассмотрены случаи, когда фоновое излучение (рассеянный диверторный свет) превышает полезный сигнал не более, чем в 18 раз.

Для двух режимов рециклинга водорода, соответствующих минимальной и максимальной плотности плазмы вблизи первой стенки в расчётных режимах работы дивертора ИТЭР с умеренной нагрузкой на диверторные пластины, показано, что значения коэффициента отражения света от первой стенки на двух соседних хордах должны отличаться хотя бы в 1,5 раза, чтобы плотность суммарного потока изотопов водорода со стенки в плазму могла быть измерена с требуемой точностью 30%.

Авторы благодарны К.Ю. Вуколову за обсуждение результатов, Е.А. Вещеву, К.Ю. Вуколову, Е.Н. Андреевко, Д.К. Вуколову, А.В. Горшкову, А.С. Кукушкину, С.В. Лисго, А.А. Морозову за сотрудничество и совместную работу по диагностике «Спектроскопия водородных линий» в токамаке ИТЭР.

REFERENCES

1. **Kukushkin A.B., Neverov V.S., Alekseev A.G., Lisgo S.W., Kukushkin A.S.** — *Fusion Sci. Techn.*, 2016, vol. 69(3), p. 628.
2. **Neverov V.S., Kukushkin A.B., Stamp M.F., Alekseev A.G., Brezinsek S., Von Hellermann M. and JET Contributors.** — *Nucl. Fusion*, 2017, vol. 57, p. 016031.
3. **Neverov V.S., Kukushkin A.B., Kruezi U., Stamp M.F., Weisen H. and JET Contributors.** — *Nucl. Fusion*, 2019, vol. 59, p. 046011.
4. **Kukushkin A.B., Neverov V.S., Kadomtsev M.B., Kotov V., Kukushkin A.S., Levashova M.G., Lisgo S.W., Lisitsa V.S., Shu-rygin V.A., Alekseev A.G.** — *J. of Physics: Conference Series*, 2014, vol. 548, 012012.
5. **Neverov V.S., Kukushkin A.B., Lisgo S.V., Kukushkin A.S., Alekseev A.G.** — *Fizika plazmy (Plasma Physics)*, 2015, vol. 41, issue 2, p. 115 (in Russian).
6. **Bogen P., Hartwig H.H., Hintz E., Höthker K., Lie Y.T., Pospieszczyk A., Samm U., Bieger W.** — *J. Nucl. Mater.*, 1984, vol. 128—129, p. 157.
7. **Behringer K., Summers H.P., Denne B., Forrest M., Stamp M.** — *Plasma Phys. Control. Fusion*, 1989, vol. 31, p. 205.
8. **Pospieszczyk A., Borodin D., Brezinsek S., Huber A., Kirschner A., Mertens Ph., Sergienko G., Schweer B., Beigman I.L., Vainshtein L.** — *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 2010, vol. 43, p. 144017.
9. **Mertens Ph.** — *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2001, vol. 43, pp. A349—A373.
10. **Kadomtsev M.B., Kotov V., Lisitsa V.S., Shurygin V.A.** — In: *Proc. 39th EPS Conf. & 16th Intern. Congress on Plasma Physics*. Stockholm, Sweden, 2—6 July 2012; *Eur. Conf. Abstracts*, 2012, vol. 36F, P4.093 (<http://ocs.ciemat.es/epsicpp2012pap/pdf/P4.093.pdf>).
11. **Lisitsa V.S., Kadomtsev M.B., Kotov V., Neverov V.S., Shurygin V.A.** — *Atoms*, 2014, vol. 2(2), p. 195.
12. **Kukushkin A.B., Lisitsa V.S., Neverov V.S., Shurygin V.A., Lisgo S.V., Alekseev A.G.** — In coll.: *XLV International Zvenigorod conference on plasma physics and CTF*. Zvenigorod, 2—6 April 2018. Collection of abstracts. — M.: JSC SC «PLAZMAIOFAN», 2018, p. 326 (in Russian).
13. **Kukushkin A.S., Pacher H.D., Kotov V., Pacher G.W., Reiter D.** — *Fusion Eng. Des.*, 2011, vol. 86, p. 2865.

14. **Reiter D., Baelmans M., Boerner P.** — Fusion Sci. Techn., 2005, vol. 47, p. 172 (www.eirene.de).
15. **Kajita S., Veshchev E., Liso S., Reichle R., Barnsley R., Walsh M., Alekseev A., Gorshkov A., Vukolov D., Stuber J., Woodruff S.** — Plasma Phys. Contr. Fusion, 2013, vol. 55, p. 085020.
16. **Braams B.J.** PhD thesis. 1986. Utrecht: Rijksuniversitet.
17. **Liso S.W., Börner P., Kukushkin A., Pitts R.A., Polevoi A., Reiter D.** — J. Nucl. Mater., 2011, vol. 415, p. 965.
18. **Liso S.W., Pitts R.A.** Private Communications, 2012.
19. **Kukushkin A.B., Lisitsa V.S., Kadomtsev M.B., Levashova M.G., Neverov V.S., Shurygin V.A., Kotov V., Kukushkin A.S., Liso S., Alekseev A.G., Gorshkov A.V., Vukolov D.K., Vukolov K.Yu., Veshchev E.** — In: Proc. 24th IAEA FEC. San Diego, 2012, ITR/P5-44.

AUTHORS

Kukushkin A.B. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Kashirskoye shosse 31, 115409 Moscow, Russia; Kukushkin_AB@nrcki.ru

Neverov V.S. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; neverov_vs@nrcki.ru

Lisitsa V.S. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Kashirskoye shosse 31, 115409 Moscow, Russia; Lisitsa_VS@nrcki.ru

Shurygin V.A. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; va-sh@yandex.ru

Alekseev A.G. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Alekseev_AG@nrcki.ru

Received 25 May 2019

Revised 20 June 2019

Accepted 25 June 2019

Problems of Atomic Science and Technology
Ser. Thermonuclear Fusion, 2019, vol. 42, issue 3, pp. 37—51