

УДК 533.9

МОДЕЛИРОВАНИЕ СКОРОСТИ РАСПЫЛЕНИЯ ПЕРВОЙ СТЕНКИ ТОКАМАКА АТОМАМИ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА В ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЕ

Р.И. Хуснутдинов^{1,2}, Н.Е. Ефимов², И.А. Никитин², Ю.М. Гаспарян², А.Б. Кукушкин^{1,2}

¹НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

²НИЯУ МИФИ, Москва, Россия

Предложен метод расчёта распыления первой стенки токамака быстрыми перезарядочными нейтральными атомами изотопов водорода в пристеночной плазме. Применение метода показано на примере распыления предполагаемых материалов первой стенки в условиях пристеночной плазмы в токамаке ИТЭР. С помощью кода BM1D2V, основанного на баллистической модели кинетики рециклинга водорода в основной вакуумной камере токамака, проведены расчёты функции распределения по скоростям (ФРС) нейтральных атомов и молекул изотопов водорода в пристеночной плазме. Используя рассчитанные ФРС, получены оценки скорости распыления бериллия, вольфрама и бора с поверхности первой стенки вакуумной камеры токамака в типичном режиме работы дивертора ИТЭР. Коэффициенты отражения атомов изотопов водорода от первой стенки, использованные в баллистической модели, и коэффициенты распыления рассчитаны с помощью кода SDTrimSP.

Ключевые слова: токамак, рециклинг изотопов водорода, распыление первой стенки вакуумной камеры.

MODELLING OF SPUTTERING RATE OF THE TOKAMAK FIRST WALL BY HYDROGEN ISOTOPES ATOMS IN THE NEAR-WALL PLASMA

R.I. Khusnutdinov^{1,2}, N.E. Efimov², I.A. Nikitin², Yu.M. Gasparyan², A.B. Kukushkin^{1,2}

¹NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

²National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

A method for calculating sputtering of the tokamak first wall by fast charge-exchange neutral atoms of hydrogen isotopes in the near-wall plasma is proposed. The application of the method is shown on the example of sputtering of the assumed materials of the first wall under the conditions of the near-wall plasma in the ITER tokamak. Using the BM1D2V code based on the ballistic model of hydrogen recycling kinetics in the tokamak main vacuum chamber, calculations of the velocity distribution function (VDF) of neutral atoms and molecules of hydrogen isotopes in the near-wall plasma have been performed. Using the calculated VDFs, we estimated the sputtering rate of beryllium, tungsten and boron from the surface of the first wall of the tokamak vacuum chamber in a typical ITER divertor operation mode. The reflection coefficients of hydrogen atoms isotopes from the first wall used in the ballistic model and the sputtering coefficients were calculated using the SDTrimSP code.

Key words: tokamak, hydrogen isotopes recycling, sputtering of the first wall of the vacuum chamber.

DOI: 10.21517/0202-3822-2024-47-3-117-128

ВВЕДЕНИЕ

Поток 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 в плазме, под которым понимают обмен атомами и молекулами водорода между первой стенкой и плазмой, непосредственно влияет на профили параметров плазмы в периферийных областях и оказывает влияние на работу термоядерного реактора-токамака [1, 2]. Сложность кинетики рециклинга водорода, а также наличие сильного фонового излучения от рассеянного диверторного света (РДС) в основной камере ИТЭР [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]). Расчёт 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), COI) токамака может быть получен с помощью численного моделирования. В случае ИТЭР часто используется численный код SOLPS (B2-EIRENE) по версии SOLPS4.3 [9, 10] или современной версии SOLPS-ITER [11]. Код OEDGE [12] позволяет экстраполировать параметры плазмы от края исходной численной сетки кода SOLPS4.3 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 получение ФРС со «спектроскопической» точностью требует автономного запуска кода EIRENE 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, т.е. в небольшом интервале времени, который, в частности, для спектроскопических диагностик плазмы в демонстрационном токамаке-реакторе ИТЭР составляет около 100 мс и определяется условиями контроля и безопасности работы установки.

Первым шагом в сторону ускорения обработки результатов измерений топливного соотношения оптической Н-альфа диагностикой стало создание и развитие полуаналитической баллистической модели (БМ) [13—16]. Эта модель была создана для намного более быстрого по сравнению с кодом EIRENE расчёта проникновения молекул и нейтральных атомов водорода в плазму с учётом первичного источника в виде медленных нейтральных атомов, образующихся при диссоциации молекул, и последовательной генерации всё более быстрых нейтральных атомов, образующихся при резонансной перезарядке нейтральных атомов водорода на ионах водорода в плазме. Используя в качестве входных данных профили плотности и температуры ионов и электронов в пристеночной плазме, т.е. в СОЛ и небольшой области внутри сепаратрисы, а также температуру стенок, БМ 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, поперечное к стенке (позднее такая модель была названа BM1DIV). Такие ФРС позволяют рассчитать плотность потока молекул и атомов со стенки в плазму. БМ имеет следующие свободные параметры:

— 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 путём наилучшей подгонки экспериментально измеренных спектров высокого разрешения водородных линий, например, линии серии бальмер-альфа. Необходимое теоретическое предсказание спектральной интенсивности линий изотопов водорода 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 — *photon emission coefficients* (PEC)), взятую, например, из базы данных ADAS [17].

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

БМ [13, 14] подсказала способ [18] параметризации асимметричного (относительно центра спектральной линии) контура линии бальмер-альфа, но также и любых других спектральных линий изотопов водорода, для которых можно пренебречь штарковским уширением. Эта параметризация содержит больше свободных параметров, чем БМ, 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 [19], вклады излучения плазмы в СОЛ на частях хорды наблюдения на стороне сильного и слабого магнитного поля в полный сигнал [4], изотопное отношение [20]. Однако именно из-за отсутствия привязки параметров этой модели контура линии к плотности и температуре электронов эту модель в отличие от баллистической не-

возможно использовать для определения плотности потока атомов и молекул изотопов водорода со стенки в плазму. В дальнейшем параметризация [18] была встроена в более общую модель [21] контуров спектральных линий водорода, учитывающую также штарковское уширение линии, что дало возможность восстанавливать также и плотность электронов, но только в диверторной плазме, где штарковское уширение играет существенную роль.

Последняя версия БМ [16], реализованная в коде VM1D1V и верифицированная путём сравнения с моделированием кодом EIRENE [16, раздел 3], позволяет использовать её в предсказательном моделировании контуров спектральных линий изотопов водорода и синтетической диагностике параметров атомов водорода в пристеночной плазме только для хорд наблюдения перпендикулярно первой стенке. Для практических целей моделирования сигналов на наклонных хордах наблюдения требуется должное обобщение на случай ФРС, двумерных по скорости атомов. Этому и посвящена настоящая работа. Сначала мы представим описание БМ VM1D2V, а затем приведём результаты её применения к расчётам ФРС атомов водорода в пристеночной плазме ИТЭР и расчётам распыления первой стенки ИТЭР быстрыми атомами водорода для различных материалов стенки — бериллия, вольфрама и бора. Коэффициенты отражения атомов изотопов водорода от первой стенки, использованные в БМ, и коэффициенты распыления рассчитаны с помощью кода SDTrimSP [22].

Распыление стенки перезарядочными атомами водорода не является главным механизмом распыления. Оно может существенно уступать самораспылению, т.е. распылению стенки ионами того же материала (см. результаты расчётов кодом ERO2.0 [23, 24]). Другим конкурирующим каналом является распыление нейтральными атомами изотопов водорода, приходящими из основной плазмы внутри сепаратрисы вследствие процессов фоторекомбинации (см. результаты расчётов кодом DOUBLE-MC [25] в [26, 27]). Однако проведённые нами расчёты практически важны как оценки минимальной скорости распыления первой стенки. Это особенно важно в задачах распыления материалов с низкими значениями летальной концентрации (каковым является вольфрам) для первичной оценки перспектив использования таких материалов.

БАЛЛИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ VM1D2V

Рассмотрим задачу полуаналитического описания ФРС атомов в пристеночной плазме в основной камере токамака с целью обобщения БМ [13—16] на случай двумерных распределений по скоростям атомов.

Толщина слоя плазмы с ненулевой, диагностически обнаруживаемой плотностью атомов (к этому слою относятся область СОЛ и тонкий слой внутри сепаратрисы, см., например, моделирование кодом SOLPS в [28]) мала по сравнению с характерной длиной неоднородности вдоль направлений, 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:

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

Здесь $f^{(j)}(\mathbf{v}, x)$ — ФРС атомов j -го изотопа водорода ($j = H, D, T$) по проекции вектора скорости \mathbf{v} на ось x . Другие функции в (1) обозначают следующие величины: $n^{(j)}(x) = \int f^{(j)}(\mathbf{v}, x) d\mathbf{v}$ — плотность атомов j -го изотопа водорода; $q^{(j)}(\mathbf{v}, x)$ — объёмный источник атомов вследствие диссоциации молекул и молекулярных ионов; $n_e(x)$ — плотность электронов; σ_{ai} — сечение ионизации; $n_i^{(j)}(x)$ и $T_i(x)$ — плотность

ионов j -го изотопа водорода и температура ионов соответственно; σ_{cx} — сечение перезарядки атома водорода на ионе водорода; $F_M^{(k)}(x)$ — максвелловская ФРС ионов j -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 атомы и ионы движутся намного медленнее, чем электроны, поэтому все скоростные коэффициенты реакций с электронами получают путём усреднения по скорости электронов. В (1) подразумевается, что ионы разных изотопов водорода имеют одинаковую температуру.

Величина $q^{(j)}(\mathbf{v}, x)$ описывает объёмный источник атомов вследствие трёх процессов: диссоциации молекул с ионизацией и без неё, а также диссоциации молекулярных ионов:

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

где $f^{(jk)}(\mathbf{v}, x)$ и $n^{(jk)}(x)$ — ФРС и плотность молекул, состоящих из атомов j -го и k -го изотопа водорода соответственно; $f^{(jk^*)}(\mathbf{v}, x)$ — ФРС молекулярных ионов, состоящих из атома j -го и иона k -го изотопа; $\delta^{(jk)}$ — дельта-символ Кронекера, введённый для учёта молекул, состоящих из одинаковых атомов изотопа водорода, σ_d , σ_{di} , σ_{id} — сечения диссоциации молекулы, диссоциации молекулы с её 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 трёх указанных:

$$T_{d, di, id}^{(jk)} = \frac{2}{3} E_{d, di, id}^{(KER)} \frac{m^{(k)}}{m^{(jk)}}, \quad (3)$$

где $E_{d, di, id}^{(KER)}$ — кинетическая энергия, образующаяся в результате диссоциации; $m^{(k)}$ и $m^{(jk)}$ — массы атомов и молекул изотопов водорода соответственно.

Пространственное распределение молекулярных ионов локальным образом выражается через распределение нейтральных молекул, поскольку для ионов вследствие малости ионного ларморовского радиуса баллистический перенос отсутствует. Это распределение определяется балансом (равенством кинетических скоростей) процессов ионизации нейтральных молекул и диссоциации молекулярных ионов в используемом нами квазистационарном приближении. Локальный нагрев в точке рождения молекулярного иона приводит к тому, что к моменту своего уничтожения ионы приобретают максвелловскую функцию распределения по скоростям:

$$f^{(jk^*)}(\mathbf{v}, x) = \frac{\langle \sigma_{mi} v_e \rangle(x)}{\langle \sigma_{id} v_e \rangle(x)} n^{(jk)}(x) F_M^{(j)}(\mathbf{v}, T^{(jk^*)}(x)), \quad (4)$$

где σ_{mi} — сечение ионизации молекул водорода, вызванной их столкновениями с электронами. Температура молекул определяется формулой

$$T^{(jk^*)}(x) = 8\sqrt{\pi} \Lambda \frac{e^4}{m^{(jk)} n_e(x) \langle \sigma_{id} v_e \rangle(x)} \sum_{l=H, D, T} \frac{n_l^{(l)}(x)}{v_{T_l}^{(l)}(x)}, \quad (5)$$

где Λ — кулоновский логарифм; $v_{T_l}^{(l)}$ — тепловая скорость ионов.

Граничные условия учитывают неупругое отражение атомов от первой стенки и отражение и рекомбинацию ионов в двухтемпературном приближении ($G = 2$):

$$f^{(j)}(\mathbf{v}, 0) = \int d\mathbf{v}' \tilde{R}_w^{(j)}(\mathbf{v}', \mathbf{v}) f^{(j)}(\mathbf{v}', 0) + \sum_{g=1}^G n_{r,g}^{(j)}(0) 2\theta(v_x) F_M^{(j)}(\mathbf{v}, T_{r,g}^{(j)}(0)), \quad (6)$$

где ядро интегрального оператора $\tilde{R}_w^{(j)}$ учитывает отражение атомов (подробнее см. далее); $\theta(v_x)$ — функция Хевисайда.

Предполагая симметрию по полярному углу, перепишем уравнение (1) в цилиндрических координатах:

$$\begin{aligned} v_x \frac{\partial f^{(j)}(v_x, v_\perp, x)}{\partial x} = & q^{(j)}(v_x, v_\perp, x) + \\ & + n_i^{(j)}(x) F_M^{(j)}(v_x, v_\perp, T_i(x)) \sum_{k=H, D, T} \int d\mathbf{v}' \sigma_{cx}(|\mathbf{v} - \mathbf{v}'|) |\mathbf{v} - \mathbf{v}'| f^{(k)}(v'_x, v'_\perp, x) - \\ & - f^{(j)}(v_x, v_\perp, x) n_e(x) \int d\mathbf{v}_e \sigma_{ai}(|\mathbf{v}_e|) |\mathbf{v}_e| F_M^{(e)}(\mathbf{v}_e, T_e(x)) - \\ & - f^{(j)}(v_x, v_\perp, x) \sum_{k=H, D, T} n_i^{(k)}(x) \int d\mathbf{v}_i \sigma_{cx}(|\mathbf{v}_i - \mathbf{v}|) |\mathbf{v}_i - \mathbf{v}| F_M^{(k^+)}(v_x^i, v_\perp^i, T_i(x)), \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$|\mathbf{v} - \mathbf{v}'| = \sqrt{(v_x - v'_x)^2 + v_\perp^2 + v_\perp'^2 - 2v_\perp v_\perp' \cos \phi} \quad (8)$$

и

$$\int d\mathbf{v}' = \int_{-\infty}^{+\infty} dv'_x \int_0^{+\infty} v'_\perp dv'_\perp \int_0^{2\pi} d\phi. \quad (9)$$

Интегро-дифференциальное уравнение (7) решается итеративным методом, где на каждой итерации решается лишь дифференциальное уравнение, а в интеграл подставляется решение, полученное на предыдущем шаге. Тогда для нулевого шага получаем дифференциальное уравнение, в котором мы пренебрегаем атомами, приходящими за счёт перезарядки:

$$\begin{aligned} v_x \frac{\partial f_0^{(j)}(v_x, v_\perp, x)}{\partial x} = & q^{(j)}(v_x, v_\perp, x) - f_0^{(j)}(v_x, v_\perp, x) n_e(x) \langle \sigma_{ai} v_e \rangle(x) - \\ & - f_0^{(j)}(v_x, v_\perp, x) \sum_{k=H, D, T} n_i^{(k)}(x) \int d\mathbf{v}_i \sigma_{cx}(|\mathbf{v}_i - \mathbf{v}|) |\mathbf{v}_i - \mathbf{v}| F_M^{(k^+)}(v_x^i, v_\perp^i, T_i(x)). \end{aligned} \quad (10)$$

Тогда для последующих шагов получим

$$\begin{aligned} v_x \frac{\partial f_n^{(j)}(v_x, v_\perp, x)}{\partial x} = & q^{(j)}(v_x, v_\perp, x) - f_n^{(j)}(v_x, v_\perp, x) n_e(x) \langle \sigma_{ai} v_e \rangle(x) - \\ & - f_n^{(j)}(v_x, v_\perp, x) \sum_{k=H, D, T} n_i^{(k)}(x) \int d\mathbf{v}_i \sigma_{cx}(|\mathbf{v}_i - \mathbf{v}|) |\mathbf{v}_i - \mathbf{v}| F_M^{(k^+)}(v_x^i, v_\perp^i, T_i(x)) + \\ & + n_i^{(j)}(x) F_M^{(j)}(v_x, v_\perp, T_i(x)) \sum_{k=H, D, T} \int d\mathbf{v}' \sigma_{cx}(|\mathbf{v} - \mathbf{v}'|) |\mathbf{v} - \mathbf{v}'| f_{n-1}^{(k)}(v'_x, v'_\perp, x). \end{aligned} \quad (11)$$

Данные уравнения относятся к неоднородным обыкновенным дифференциальным уравнениям первого порядка и решаются методом вариации произвольной постоянной. Тогда решения в зависимости от знака проекции скорости на ось x примут вид

$$\begin{aligned} f_n^{(j)}(v_x > 0, v_\perp, x) = & f_n^{(j)}(v_x, v_\perp, 0) \exp\left(-\frac{\varphi(0, x, v_x, v_\perp)}{v_x}\right) + \\ & + \frac{1}{v_x} \int_0^x dy \exp\left(-\frac{\varphi(y, x, v_x, v_\perp)}{v_x}\right) q^{(j)}(v_x, v_\perp, y) + \\ & + \frac{1}{v_x} \int_0^x dy \exp\left(-\frac{\varphi(y, x, v_x, v_\perp)}{v_x}\right) n_i^{(j)}(y) F_M^{(j)}(v_x, v_\perp, T_i(y)) \times \\ & \times \sum_{k=H, D, T} \int d\mathbf{v}' \sigma_{cx}(|\mathbf{v} - \mathbf{v}'|) |\mathbf{v} - \mathbf{v}'| f_{n-1}^{(k)}(v'_x, v'_\perp, y); \end{aligned} \quad (12)$$

$$f_n^{(j)}(v_x < 0, v_\perp, x) = \frac{1}{|v_x|} \int_0^x dy \exp\left(-\frac{\varphi(y, x, v_x, v_\perp)}{|v_x|}\right) q^{(j)}(v_x, v_\perp, y) +$$

$$+ \frac{1}{|v_x|} \int_0^x dy \exp\left(-\frac{\varphi(y, x, v_x, v_\perp)}{|v_x|}\right) n_i^{(j)}(y) F_M^{(j)}(v_x, v_\perp, T_i(y)) \times$$

$$\times \sum_{k=H, D, T} \int d\mathbf{v}' \sigma_{cx}(|\mathbf{v} - \mathbf{v}'|) |\mathbf{v} - \mathbf{v}'| f_{n-1}^{(k)}(v'_x, v'_\perp, y),$$
(13)

где

$$\varphi(y, x, v_x, v_\perp) = \int_y^x dz (n_e(z) \langle \sigma_{ai} v_e \rangle(z) +$$

$$+ \sum_{k=H, D, T} n_i^{(k)}(z) \int d\mathbf{v}_i \sigma_{cx}(|\mathbf{v}_i - \mathbf{v}|) |\mathbf{v}_i - \mathbf{v}| F_M^{(k+)}(v_x^i, v_\perp^i, T_i(z))).$$
(14)

На каждой итерации сначала решается уравнение (13), затем его решение подставляется в формулу (6) для нахождения граничного значения, которое подставляется в уравнение (12).

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

$$v_x \frac{\partial f^{(jk)}(\mathbf{v}, x)}{\partial x} = -f^{(jk)}(\mathbf{v}, x) n_e(x) (\langle \sigma_{mi} v_e \rangle(x) + \langle \sigma_d v_e \rangle(x) + \langle \sigma_{di} v_e \rangle(x)),$$
(15)

где $f^{(jk)}(\mathbf{v}, x)$ — функция распределения молекул водорода, состоящих из j -го и k -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 (15) мы пренебрегли тепловыми соударениями молекул с ионами и атомами.

Граничное условие для функции распределения молекул учитывает ассоциацию атомов на стенке с температурой стенки T_w :

$$f^{(jk)}(\mathbf{v}, 0) = 2n^{(jk)}(0) \theta(v_x) F_M^{(jk)}(\mathbf{v}, T_w).$$
(16)

Тогда уравнение (15) решается как обыкновенное дифференциальное уравнение с разделяющимися переменными:

$$f^{(jk)}(\mathbf{v}, x) = f^{(jk)}(\mathbf{v}, 0) \exp\left(-\frac{1}{v_x} \int_0^x dy n_e(y) (\langle \sigma_{mi} v_e \rangle + \langle \sigma_d v_e \rangle + \langle \sigma_{di} v_e \rangle)\right).$$
(17)

Формула для расчёта ФРС-атомов, отражённых от стенки, записывается следующим образом:

$$|\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}| f^{(j)}(\mathbf{v}, 0) = \int d\mathbf{v}' R_w^{(j)}(\mathbf{v}', \mathbf{v}) |\mathbf{v}' \cdot \mathbf{n}| f^{(j)}(\mathbf{v}', 0),$$
(18)

где \mathbf{n} — единичный вектор нормали к стенке, а

$$R_w^{(j)}(\mathbf{v}', \mathbf{v}) = \frac{1}{N(\mathbf{v}')} \frac{dN(\mathbf{v}', \mathbf{v})}{d\mathbf{v}},$$
(19)

где $N(\mathbf{v}')$ — полное число запущенных тестовых частиц со скоростью \mathbf{v}' ; $dN(\mathbf{v}', \mathbf{v})$ — число отражённых частиц со скоростью \mathbf{v} в объёме $d\mathbf{v}$. В сферических координатах $d\mathbf{v}$ можно расписать в следующем виде:

$$d\mathbf{v} = 2\pi v^2 \sin(\theta) d\theta dv = 2\pi \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_j^3}} \sin(\theta) d\theta d\varepsilon,$$
(20)

где ε — кинетическая энергия отражённой частицы. Поскольку коэффициент отражения дефинирован как

$$R_w^{(j)}(\varepsilon', \theta', \varepsilon, \theta) = \frac{1}{N(\varepsilon', \theta')} \frac{dN(\varepsilon', \theta', \varepsilon, \theta)}{\sin(\theta) d\theta d\varepsilon},$$
(21)

то искомым коэффициент отражения можно найти по следующей формуле:

$$R_w^{(j)}(\mathbf{v}', \mathbf{v}) = \frac{R_w^{(j)}(\varepsilon', \theta', \varepsilon, \theta)}{2\pi \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_j^3}}}. \quad (22)$$

При подстановке данного коэффициента отражения в формулу (18) будем учитывать, что

$$d\mathbf{v} = 2\pi v'_\perp dv'_\perp dv'_x, |\mathbf{v}' \cdot \mathbf{n}| = |v'_x|.$$

Таким образом, формула (18) для расчёта ФРС отражённых атомов записывается следующим образом:

$$|v_x| f^{(j)}(v_x, v_\perp, 0) = \int v'_\perp dv'_\perp dv'_x R_w^{(j)}(\varepsilon', \theta', \varepsilon, \theta) \sqrt{\frac{m_j^3}{2\varepsilon}} |v'_x| f^{(j)}(v'_x, v'_\perp, 0). \quad (23)$$

ПРИМЕНЕНИЕ КОДА VM1D2V ДЛЯ РАСЧЁТОВ РАСПЫЛЕНИЯ ПЕРВОЙ СТЕНКИ ПЕРЕЗАРЯДОЧНЫМИ БЫСТРЫМИ АТОМАМИ

Если в уравнении (18) заменить коэффициент отражения частиц коэффициентом распыления, то можно получить уравнение на ФРС распылённых частиц:

$$|\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}| f_{\text{wall}}(\mathbf{v}, 0) = \int d\mathbf{v}' R_{\text{wall}}^{(j)}(\mathbf{v}', \mathbf{v}) |\mathbf{v}' \cdot \mathbf{n}| f^{(j)}(\mathbf{v}', 0), \quad (24)$$

где $f_{\text{wall}}(\mathbf{v}, 0)$ — ФРС распылённых частиц стенки (большинство современных моделей не могут предсказать, вылетит нейтральный атом или ион), коэффициент распыления стенки можно вычислить следующим образом:

$$R_{\text{wall}}^{(j)}(\mathbf{v}', \mathbf{v}) = \frac{1}{N(\mathbf{v}')} \frac{dN_{\text{wall}}(\mathbf{v}', \mathbf{v})}{d\mathbf{v}}, \quad (25)$$

где $N(\mathbf{v}')$ — полное число запущенных тестовых частиц со скоростью \mathbf{v}' ; $dN_{\text{wall}}(\mathbf{v}', \mathbf{v})$ — число распылённых частиц стенки со скоростью \mathbf{v} в объёме $d\mathbf{v}$.

Код VM1D2V был дополнен двумя модулями. Один позволяет рассчитать ФРС распылённых материалов стенки по приведённым формулам. Второй позволяет рассчитать доплер-зеэмановский контур линии на хорде наблюдения, направленной под произвольным углом к первой стенке (предыдущий код VM1D1V [16] мог рассчитывать контур только на хорде, направленной ортогонально стенке).

Расчёт коэффициентов распыления вольфрама, бериллия и бора атомами протия и дейтерия проводился в диапазоне энергий налетающих частиц 2—5000 эВ и диапазоне углов падения пучка относительно нормали 0—90° с помощью монте-карловского кода SDTrimSP_6.02 [22], работающего в приближении последовательных парных упругих соударений. Данный код активно применяется при расчётах распыления поверхностей [29], в том числе для интерпретации экспериментальных данных [30].

Параметры моделирования были выбраны на основе работы Экштайна [31]. Так, в качестве экранированного кулоновского потенциала была использована модель «Криптон—Карбон» (Kr—C), учёт неупругих потерь энергии частицами осуществлялся как среднее от формул Линдхарда—Шарффа и Оуэна—Робинсона [32], расчёт полярных углов рассеяния — с помощью квадратур Гаусса—Меллера. Учёт поверхности производился по модели плоского потенциального барьера. В качестве энергии поверхностной связи были использованы известные значения теплоты сублимации: 1 эВ для H и D, 3,31 эВ для Be, 5,76 эВ для B и 8,79 эВ для W. Следует отметить, что выбор формы поверхностного барьера, рельеф поверхности и значения энергии поверхностной связи могут, как показано в [27], существенно влиять на точность проводимых расчётов, однако имеющиеся экспериментальные данные (особенно дифференциальные по параметрам задачи) весьма ограничены, поэтому моделирование методом Монте-Карло остаётся основным инструментом для получения оценок коэффициента распыления и отражения.

Моделирование производилось в режиме однокомпонентной аморфной мишени с плоским рельефом для $5 \cdot 10^6$ налетающих частиц для каждого значения начальной энергии и угла падения пучка. На

основе результатов моделирования в SDTrimSP формировались двумерные распределения рассеянных и расплывённых частиц по углам вылета и энергии.

Для демонстрации работы кода были взяты два сценария с низкой и высокой плотностью плазмы в пристеночном слое ИТЭР и использованы расчётные данные в СОЛ на стороне сильного магнитного поля, полученные моделированием кодом SOPLS4.3 [10] и присутствующие в базе данных [28] (эти же данные для профилей гидродинамических параметров пристеночной плазмы были использованы в [16, раздел 3] для сравнения результатов модели VM1D1V с моделированием кодом EIRENE, которое для достижения должной «спектроскопической» точности функции распределения атомов по скоростям, позволяющей расчёт спектров высокого разрешения линейчатого излучения атомов, было проведено в автономном режиме при заданных профилях гидродинамических параметров пристеночной плазмы). Профили плотности и температуры ионов и электронов как функции расстояния от первой стенки показаны на рис. 1.

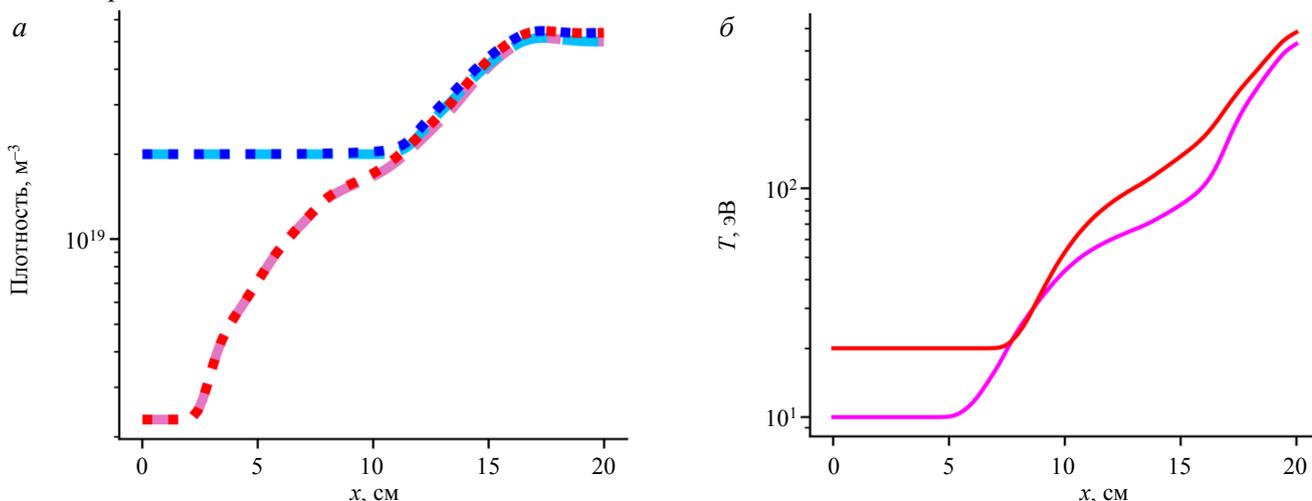


Рис. 1. Плотность (— — n_i (НП), — — n_i (ВП), — — n_e (НП), — — n_e (ВП)) (а) и температура (— — T_e , — — T_i) (б) электронов и ионов в СОЛ на стороне сильного поля на горизонтальной хорде наблюдения как функции расстояния от первой стенки в сценариях моделирования с низкой (НП) и высокой (ВП) плотностью плазмы в дальнем СОЛ. Профили температуры ионов и электронов одинаковы в обоих сценариях

Сначала был рассмотрен случай бериллиевой первой стенки. Для обоих сценариев были рассчитаны профили ФРС атомов дейтерия (рис. 2) и зависимости плотности потока атомов на первую стенку от ки-

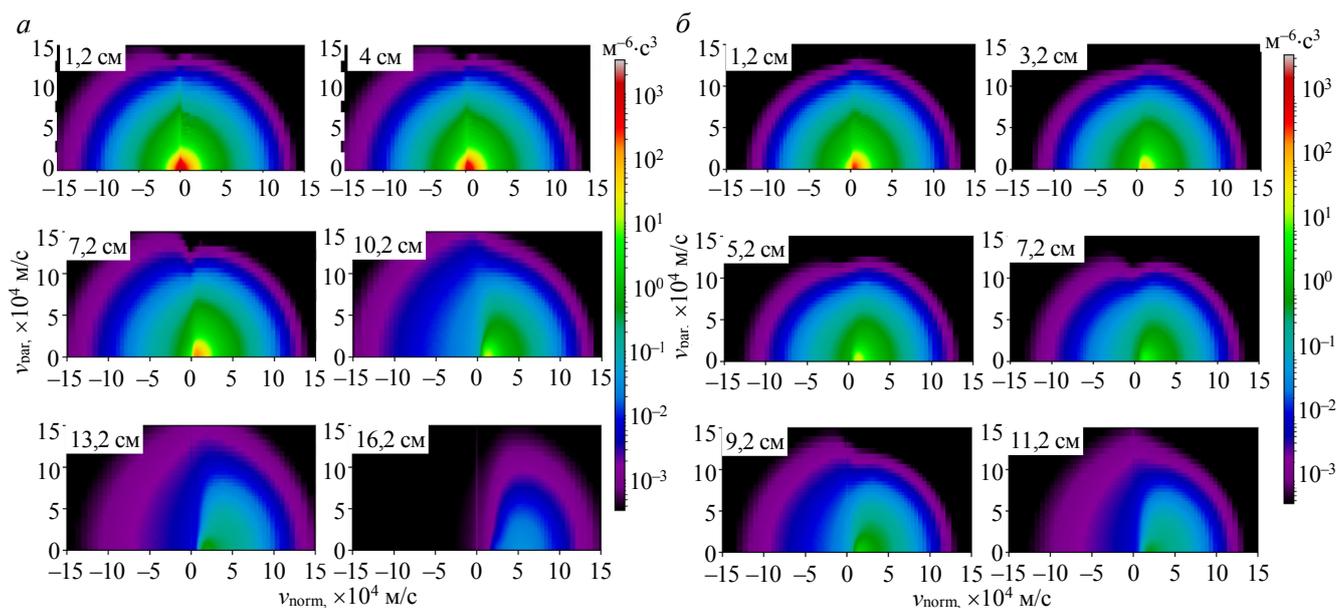


Рис. 2. Двумерная ФРС атомов дейтерия в СОЛ на стороне сильного магнитного поля в сценарии с низкой (а) и высокой (б) плотностью плазмы и бериллиевой первой стенкой в зависимости от расстояния от стенки вакуумной камеры (указано в левом верхнем углу каждого графика): v_{norm} — проекция вектора скорости атомов на нормаль к первой стенке, направленную внутрь вакуумной камеры; v_{par} — модуль вектора скорости атомов вдоль первой стенки

нетической энергии атома и угла падения (рис. 3). По полученным данным были рассчитаны ФРС распылённых частиц бериллия вблизи первой стенки (рис. 4).

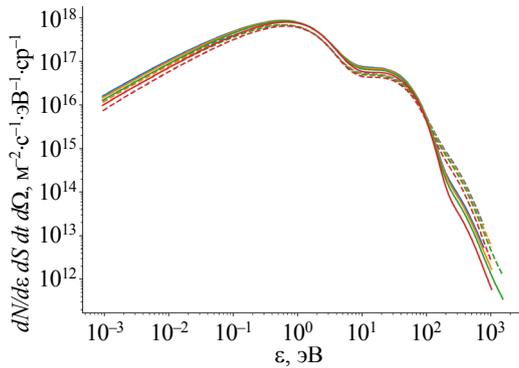


Рис. 3. Функция распределения (26) плотности потока атомов дейтерия по кинетической энергии для определённых углов падения атомов на поверхность стенки для случаев низкой и высокой плотности плазмы в СОЛ, θ равно: — — — 0° (НП), — — — 30° (НП), — — — 45° (НП), — — — 60° (НП), — — — 0° (ВП), — — — 30° (ВП), — — — 45° (ВП), — — — 60° (ВП)

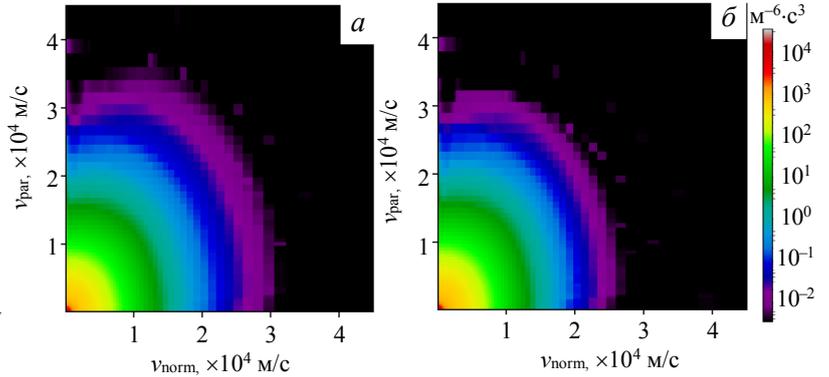


Рис. 4. Двумерная ФРС распылённых атомов и ионов бериллия (как материала первой стенки) вблизи стенки на стороне сильного магнитного поля в сценариях с низкой (а) и высокой (б) плотностью плазмы в СОЛ: v_{norm} — проекция вектора скорости атомов и ионов на нормаль к первой стенке, направленную внутрь вакуумной камеры; v_{par} — модуль вектора скорости атомов вдоль первой стенки

Далее были рассмотрены случаи вольфрамовой и покрытой бором первой стенки. Также для обоих сценариев были рассчитаны профили ФРС атомов дейтерия, с помощью которых рассчитаны ФРС распылённых частиц вольфрама (рис. 5) и бора (рис. 6) вблизи первой стенки.

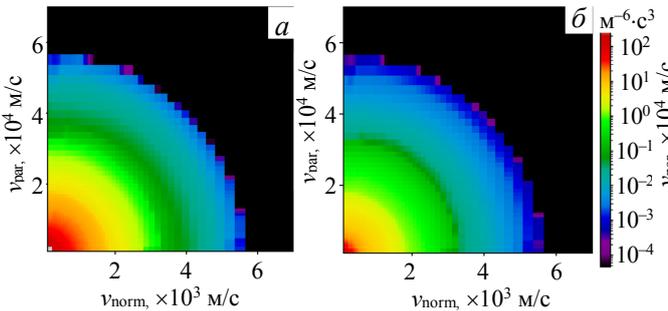


Рис. 5. То же, что на рис. 4, только для атомов и ионов вольфрама как материала первой стенки

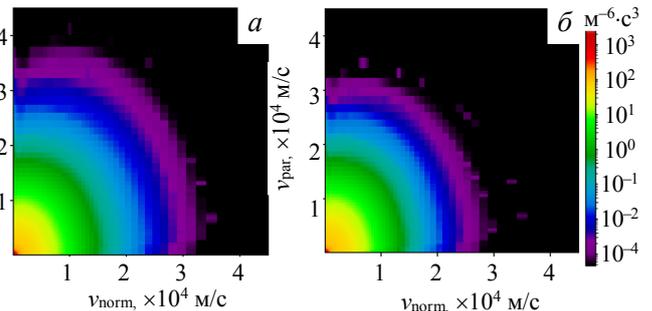


Рис. 6. То же, что на рис. 4, только для атомов и ионов бора как покрытия первой стенки

Отметим, что число распылённых частиц вольфрама, как и ожидалось, на несколько порядков меньше, чем бериллия, в силу значительного различия коэффициентов распыления при энергиях атомов водорода, ожидаемых в пристеночной плазме ИТЭР. Аналогичная картина со средней скоростью частиц вольфрама: она на порядок ниже, чем у частиц бериллия. Характерные скорости частиц бора по порядку величины совпадают с таковыми у бериллия, но плотность частиц бора ниже.

Полученные результаты позволяют построить на рис. 3 обычно используемое представление ФРС как набор кривых для плотности потока атомов, дифференциальной по телесному углу \mathbf{n}_{obs} вектора скорости и кинетической энергии атомов ε (а не скорости) для определённых углов падения атомов на поверхность стенки, отсчитываемых от нормали к поверхности, задаваемой вектором \mathbf{n}_{wall} :

$$\frac{dN}{dt dS_{\text{wall}} d\Omega_{\text{obs}} d\varepsilon_{\text{atom}}} \left[\frac{\text{ат.}}{\text{с} \cdot \text{М}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{эВ}} \right] = |\mathbf{v}, \mathbf{n}_{\text{wall}}| \frac{|\mathbf{v}|}{m^{(k)}} f^{(k)}(|\mathbf{v}| \mathbf{n}_{\text{obs}}, \mathbf{r}_{\text{wall}}). \quad (26)$$

Сравнение кривых на рис. 3 с результатами расчёта кодом DOUBLE-MC [25] в [26, рис. 3] показывает, что энергетический спектр на рис. 3, соответствующий вкладу атомов из пристеночной плазмы, на малых энергиях (10—100 эВ) дополняет аналогичный спектр [26], соответствующий вкладу атомов из основной плазмы внутри сепаратрисы, так что суммарный спектр оказывается в диапазоне энергии 10—

1000 эВ и по порядку величины близок к результату измерений в токамаке EAST [33, рис. 3], где охвачен диапазон энергии 10—3000 эВ.

По полученным ФРС распылённых частиц вблизи первой стенки были рассчитаны плотности потоков по формуле, соответствующей должному интегрированию формулы (26):

$$j_{\text{wall}} = \int v_x f_{\text{wall}}(\mathbf{v}, 0) d\mathbf{v}. \quad (27)$$

Рассчитанные потоки частиц бериллия, вольфрама и бора в сценариях с низкой и высокой плотностью плазмы в пристеночной плазме представлены в таблице. В случае бериллия и бора в разных сценариях различие плотностей потока порядка 10%, тогда как в случае вольфрама это различие намного больше. Отметим также, что плотность потока распылённого бериллия примерно в 3 раза больше, чем бора.

Нормальная к стенке компонента плотности потока распылённых частиц различных материалов первой стенки в сценариях с низкой и высокой плотностью плазмы в пристеночной плазме ИТЭР

Плотность плазмы	Плотность потока, $\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$		
	Бериллий	Вольфрам	Бор
Низкая	$6,86 \cdot 10^{17}$	$3,15 \cdot 10^{14}$	$2,12 \cdot 10^{17}$
Высокая	$7,19 \cdot 10^{17}$	$8,08 \cdot 10^{13}$	$1,92 \cdot 10^{17}$

Сравнение результатов из таблицы с результатами [26, 27] показывает, что в распыление бериллиевой первой стенки атомы из пристеночной плазмы дают сравнимый вклад с вкладом атомов из основной плазмы внутри сепаратрисы, тогда как в случае вольфрамовой стенки преобладание быстрых атомов в энергетическом спектре атомов из основной плазмы делает распыление стенки намного более существенным (на 2—3 порядка величины).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработано обобщение кинетической баллистической модели (БМ)[13—16] рециклинга изотопов водорода в пристеночном слое плазмы токамака на случай двумерной скорости атомов и создана новая расчётная версия — код VM1D2V.

Код VM1D2V позволяет рассчитывать ФРС атомов за время масштаба нескольких секунд на современном (2024 г.) персональном компьютере. Код использует ускорение расчётов с помощью GPU (графических процессоров), дальнейшее ускорение расчётов в рамках БМ затруднительно и не приведёт к десятикратному ускорению, требуемому для работы спектроскопической диагностики пристеночной плазмы в ИТЭР в режиме реального времени. Для оценки плотности потока атомов и молекул изотопов водорода в режиме реального времени по спектральному контуру линии высокого разрешения был разработан метод быстрой оценки [34, 35], применимый, впрочем, только в определённых условиях (малость фона от рассеянного диверторного света).

Проведены расчёты кодом VM1D2V ФРС атомов изотопов водорода в пристеночной плазме в основной вакуумной камере ИТЭР в типичном режиме работы дивертора ИТЭР. Полученные результаты необходимы для развития синтетической Н-альфа-диагностики ИТЭР, поскольку позволяют рассчитывать спектральные контуры линии линейчатого излучения изотопов водорода на хордах наблюдения, направленных под различными углами к нормали к первой стенке.

Расширенной версией кода VM1D2V проведены расчёты распыления различных материалов первой стенки быстрыми перезарядочными атомами водорода в пристеночной плазме в ИТЭР. Коэффициенты отражения атомов изотопов водорода от первой стенки, использованные в БМ, и коэффициенты распыления рассчитаны с помощью кода SDTrimSP. Показано, что число распылённых частиц вольфрама, как и ожидалось, на несколько порядков меньше, чем бериллия, в силу значительного различия сечений распыления при энергиях атомов водорода, ожидаемых в пристеночной плазме ИТЭР. Хотя распыление стенки перезарядочными атомами водорода не является главным механизмом распыления и может существенно уступать самораспылению, т.е. распылению стенки ионами того же материала (см. результаты расчётов кодом ERO2.0 [23, 24]), проведённые нами расчёты практически важны как оценки мини-

мальной скорости распыления первой стенки. Это особенно важно в задачах распыления материалов с низкими значениями летальной концентрации (каковым является вольфрам) для первичной оценки перспектив использования таких материалов.

Работа выполнена в рамках государственного задания НИЦ «Курчатовский институт» и НИЯУ МИФИ. Авторы благодарны В.С. Неверову за помощь в разработке кода VM1D2V на основе БМ [13—16], А.Г. Алексею, К.Ю. Вуколову, А.С. Кукушкину, В.С. Лисице, А.А. Пшенову и В.А. Шурыгину за сотрудничество в работах по диагностике «Спектроскопия водородных линий» в токамаке ИТЭР, П.В. Минашину за помощь в редактировании статьи. Авторы благодарны рецензентам за важные советы сравнения с конкретными экспериментальными и теоретическими данными других авторов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Loarte A., Lipschultz B., Kukushkin A.S., Matthews G.F. et al.** Chapter 4: Power and particle control. — *Nuclear Fusion*, 2007, vol. 47, № 6, p. S203—S263; <https://doi.org/10.1088/0029-5515/47/6/S04>.
2. **Donné A.J.H., Costley A.E., Barnsley R., Bindslev H. et al.** Chapter 7: Diagnostics. — *Ibid.*, p. S337—S384; <https://doi.org/10.1088/0029-5515/47/6/S07>.
3. **Kukushkin A.B., Neverov V.S., Alekseev A.G., Lisgo S.W., Kukushkin A.S.** Synthetic H-Alpha diagnostics for ITER: inverse problems and error estimations for strong non-maxwellian effects and intense divertor stray light. — *Fusion Science and Technology*, 2016, vol. 69, № 3, p. 628—642; <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.** Determination of divertor stray light in high-resolution main chamber H α spectroscopy in JET-ILW. — *Nuclear Fusion*, 2017, vol. 57, № 1, 016031; <https://doi.org/10.1088/0029-5515/57/1/016031>.
5. **Neverov V.S., Khusnutdinov R.I., Alekseev A.G., Carr M. et al.** Development of a tomographic reconstruction method for axisymmetric Da emission profiles in the ITER plasma boundary. — *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2020, vol. 62, № 11, 115014; <https://doi.org/10.1088/1361-6587/abb53b>.
6. **Natsume H., Kajita S., Neverov V.S., Khusnutdinov R.I. et al.** Computer tomography on divertor impurity monitor for ITER with minimizing errors in a logarithmic scale. — *Plasma and Fusion Research*, 2021, vol. 16, 2405019; <https://doi.org/10.1585/pfr.16.2405019>.
7. **Kajita S., Veshchev E., Barnsley R., Walsh M.** Usage of ray tracing transfer matrix to mitigate the stray light for ITER spectroscopy. — *Contributions to Plasma Physics*, 2016, vol. 56, № 9, p. 837—845; <https://doi.org/10.1002/ctpp.201500124>.
8. **Kajita S., Aumeunier M.H., Yatsuka E., Alekseev A. et al.** Effect of wall light reflection in ITER diagnostics. — *Nuclear Fusion*, 2017, vol. 57, № 11, 116061; <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa7ef7>.
9. **Reiter D., Baelmans M., Börner P.** The EIRENE and B2-EIRENE codes. — *Fusion Science and Technology*, 2005, vol. 47, № 2, p. 172—186; <https://doi.org/10.13182/FST47-172>.
10. **Kukushkin A.S., Pacher H.D., Kotov V., Pacher G.W., Reiter D.** Finalizing the ITER divertor design: the key role of SOLPS Modeling. — *Fusion Eng. and Des.*, 2011, vol. 86, № 12, p. 2865—2873; <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2011.06.009>.
11. **Kaveeva E., Rozhansky V., Senichenkov I., Sytova E. et al.** SOLPS-ITER modelling of ITER edge plasma with drifts and currents. — *Nuclear Fusion*, 2020, vol. 60, № 4, 46019; <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab73c1>.
12. **Lisgo S.W., Börner P., Kukushkin A.S., Pitts R.A., Polevoi A., Reiter D.** Design assessment of ITER port plug plasma facing material options. — *J. of Nuclear Materials*, 2011, vol. 415, № 1, SUPPL; <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2010.11.061>.
13. **Kadomtsev M.B., Kotov V., Lisitsa V.S., Shurygin V.A.** Ballistic model for neutral hydrogen distribution in ITER edge plasma. — In: 39th EPS Conference on Plasma Physics 2012, EPS 2012 and the 16th International Congress on Plasma Physics, 2012, vol. 3, P4.093.
14. **Kadomtsev M.B., Kotov V., Lisitsa V.S., Neverov V.S., Shurygin V.A.** Kinetics of hydrogen atom radiation emission of the SOL plasma in ITER. — In: 40th EPS Conference on Plasma Physics, EPS 2013, 2013, vol. 1, P1.135.
15. **Lisitsa V.S., Kadomtsev M.B., Kotov V., Neverov V.S., Shurygin V.A.** Hydrogen spectral line shape formation in the SOL of fusion reactor plasmas. — *Atoms*, 2014, vol. 2, № 2, p. 195—206; <https://doi.org/10.3390/atoms2020195>.
16. **Kukushkin A.B., Kukushkin A.S., Lisitsa V.S., Neverov V.S., Pshenov A.A., Shurygin V.A.** Ballistic model of recycling of atomic and molecular hydrogen and its application to the ITER main chamber. — *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2021, vol. 63, № 3, 035025; <https://doi.org/10.1088/1361-6587/abd97f>.
17. **ADAS Database**; <https://www.adas.ac.uk/>.
18. **Kukushkin A.B., Neverov V.S., Kadomtsev M.B., Kotov V. et al.** Parameterization of balmer-alpha asymmetric line shape in tokamak SOL plasmas. — *J. of Physics: Conference Series*, 2014, vol. 548, 012012; <https://doi.org/10.1088/1742-6596/548/1/012012>.
19. **Неверов В.С., Кукушкин А.Б., Лисго С.В., Кукушкин А.С., Алексеев А.Г.** Асимметрия контуров линии бальмер-альфа и восстановление эффективных температур водорода в пристеночной плазме токамака. — *Физика плазмы*, 2015, т. 41, вып. 2, с. 115—124; <https://doi.org/10.7868/S0367292115020079>.
20. **Neverov V.S., Kukushkin A.B., Kruezi U., Stamp M.F., Weisen H.** Determination of isotope ratio in the divertor of JET-ILW by high-resolution H α spectroscopy: H—D experiment and implications for D—T experiment. — *Nuclear Fusion*, 2019, vol. 59, № 4, 046011; <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab0000>.

21. **Lomanowski B.A., Meigs A.G., Sharples R.M., Stamp M., Guillemaut C.** Inferring divertor plasma properties from hydrogen balmer and paschen series spectroscopy in JET-ILW. — *Ibid.*, 2015, vol. 55, № 12, 123028; <https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/12/123028>.
22. **Mutze A., Schneider R., Eckstein W., Dohmen R., Schmid K., von Toussaint U., Badelow G.** SDTrimSP. Version 6.00 (IPP 2019-02), 2019; http://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:52119575.
23. **Romazanov J., Brezinsek S., Kirschner A., Borodin D. et al.** First Monte-Carlo modelling of global beryllium migration in ITER Using ERO2.0. — *Contributions to Plasma Physics*, 2020, vol. 60, № 5—6, e201900149; <https://doi.org/10.1002/ctpp.201900149>.
24. **Romazanov J., Brezinsek S., Baumann C., Rode S. et al.** Validation of the ERO2.0 code using W7-X and JET experiments and predictions for ITER operation. — *Nuclear Fusion*, 2024, vol. 64, № 8, 86016; <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ad5368>.
25. **Afanasyev V.I., Chernyshev F.V., Kislyakov A.I., Kozlovski S.S. et al.** Neutral Particle Analysis on ITER: Present Status and Prospects. — *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2010, vol. 621, 1—3, p. 456—467; <https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.06.201>.
26. **Babenko P.Y., Mironov M.I., Mikhailov V.S., Zinoviev A.N.** Evaluation of Be Fluxes into the ITER Tokamak Plasma Due to Sputtering of the First Wall by D and T Atoms Leaving the Plasma. — *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2020, vol. 62, № 4, 45020; <https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab7943>.
27. **Mikhailov V.S., Babenko P.Y., Shergin A.P. and Zinoviev A.N.** Sputtering Yields of Beryllium and Tungsten by Various Atoms from Hydrogen to Tungsten. — *Plasma Physics Reports*, 2024, vol. 50, № 1, p. 23—34; <https://doi.org/10.1134/S1063780X23601682>.
28. **Pitts R.A., Bonnin X., Escourbiac F., Frerichs H. et al.** Physics basis for the first ITER tungsten divertor. — *Nuclear Materials and Energy*, 2019, vol. 20, 100696; <https://doi.org/10.1016/j.nme.2019.100696>.
29. **Kang S.-H., Matsumura K., Azuma T., Tomiyasu B., Owari M.** Angular distribution of sputtered particles in shave-off section processing with SDTrimSP. — *J. of Surface Analysis*, 2019, vol. 25, № 3, p. 165—171; <https://doi.org/10.1384/jsa.25.165>.
30. **Kanshin I.A., Mamedov N.V., Solodovnikov A.A., Efimov N.** Estimation of the electrodes sputtering of the miniature linear accelerator. — *Vacuum*, 2022, vol. 202, 111194; <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2022.111194>.
31. **Eckstein W.** Calculated Sputtering, Reflection and Range Values. 2002; <https://hdl.handle.net/11858/00-001M-0000-0027-4523-3>.
32. **Lindhard J., Scharff M.** Energy dissipation by ions in the kev region. — *Physical Review*, 1961, vol. 124, № 1, p. 128—130; <https://doi.org/10.1103/PhysRev.124.128>.
33. **Liu N.X., Ding R., Mu L., Yan R. et al.** Studies of the Low-Energy Neutral Behavior Using the Low-Energy Neutral Particle Analyzer on EAST. — *Nuclear Materials and Energy*, 2022, vol. 33, 101258; <https://doi.org/10.1016/j.nme.2022.101258>.
34. **Khusnutdinov R.I., Kukushkin A.B.** Modification of SXB Method for Hydrogen in ITER Main Chamber. — *Physics of Atomic Nuclei*, 2019, vol. 82, № 10, p. 1392—1399; <https://doi.org/10.1134/S106378819100119>.
35. **Kukushkin A.B., Neverov V.S., Khusnutdinov R.I.** Generalization of Modified SXB Method for Hydrogen to the Case of Isotope Mixture. — *Plasma Physics Reports*, 2023, vol. 49, № 2, p. 179—193; <https://doi.org/10.1134/S1063780X22601808>.



Khusnutdinov_RI@nrcki.ru

Радмир Ильдарович Хуснутдинов, инженер-исследователь; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; ассистент; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское ш. 31, Россия



Никита Евгеньевич Ефимов, младший научный сотрудник; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское ш. 31, Россия
neefimov@mephi.ru



Иван Андреевич Никитин, студент; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское ш. 31, Россия



Юрий Микаэлович Гаспарян, и.о. зав. кафедрой, доцент, к.ф.-м.н.; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское ш. 31, Россия
ymgasparyan@mephi.ru



Александр Борисович Кукушкин, в.н.с., д.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; профессор; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское ш. 31, Россия
Kukushkin_AB@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 1 июля 2024 г.

После доработки 4 июля 2024 г. Принята к публикации 5 июля 2024 г. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 2024, т. 47, вып. 3, с. 117—128.