

## КОД ERO-PSI ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА С МАТЕРИАЛАМИ В ЛИНЕЙНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СИМУЛЯТОРАХ

Алина А. Ексаева<sup>1</sup>, Евгений Д. Маренков<sup>1</sup>, Дмитрий Бородин<sup>2</sup>,  
Андреас Киришнер<sup>2</sup>, Марко Лаенгер<sup>2</sup>, Валерий А. Курнаев<sup>1</sup>, Аркадий Кретер<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Национальный Исследовательский Ядерный Университет «МИФИ», Москва,

<sup>2</sup> Институт энергии и климатических исследований – Физика Плазмы,  
Исследовательский центр в Юлихе, Ассоциация ЕВРОАТОМ, Германия  
[alina-yeks@yandex.ru](mailto:alina-yeks@yandex.ru)

*Для изучения влияния плазмы на материалы первой стенки установок термоядерного синтеза и взаимодействия изотопов водорода с ними, проводятся эксперименты на линейных плазменных симуляторах, таких как PSI-2. Код ERO был модифицирован для моделирования взаимодействия плазмы с поверхностью и транспорта примесей в установке PSI-2. Для тестирования новой версии кода, были использованы результаты эксперимента на PSI-2 по облучению вольфрама аргоновой плазмой. Данные спектроскопии, полученные с помощью кода, находятся в хорошем согласии с имеющимися экспериментальными данными. В работе рассматриваются главные факторы, влияющие на получаемый результат.*

### Введение

Известно, что взаимодействие изотопов водорода с конструкционными материалами термоядерных реакторов является одной из основных проблем для осуществления управляемого термоядерного синтеза. В этой области ведется сейчас большое количество исследований, в частности, в рамках международного проекта ITER. Известно, что в качестве основного конструкционного материала для диверторной области токамака ITER [1] был выбран вольфрам. Он хорош тем, что мало расплывается в условиях, соответствующих условиям пристеночной плазмы в токамаках, обладает достаточно высокой температурой плавления и малой растворимостью трития [2]. Однако, его использование сопряжено также с определенными проблемами. Поскольку вольфрам – элемент с большим атомным номером, то даже малый его процент при попадании в область центральной плазмы может сильно повлиять на параметры и свойства разряда. Взаимодействие гелия и водорода с первой стенкой, сделанной из вольфрама, приводит к появлению пустот, пузырей и т. д. Все это сильно усложняет физику удержания и утилизации водорода. Диагностика транспорта вольфрама [3] в плазме тоже вносит определенную сложность в процесс исследования взаимодействия плазмы со стенкой: использование спектроскопии требует знания большого количества атомных данных, часть из которых на сегодняшний день просто недоступна.

Для изучения процессов взаимодействия плазмы с поверхностью используются небольшие и сравнительно простые по своей конструкции установки – открытые плазменные ловушки [4] (такие, как PISCES-B [5] и PSI-2 [6, 7]). Эти установки достаточно хорошо имитируют условия пристеночной плазмы в токамаках в небольших масштабах и в условиях, удобных для проведения исследований (простота управления, контроль над параметрами эксперимента). Их использование может дать ответ на многие открытые вопросы, связанные с взаимодействием водорода с конструкционными материалами ТЯР.

Несмотря на то, что результаты экспериментов, проводимых на открытых плазменных ловушках намного проще интерпретировать чем те, что были получены с токамаков, численное моделирование все равно является неотъемлемой частью этих исследований, так как оно позволяет учесть весь спектр происходящих физических процессов. Трехмерный код ERO является одним из признанных инструментов для моделирования транспорта примесей в плазме в токамака ИТЭР [8]. Модифицированная версия кода недавно была использована для моделирования экспериментов по взаимодействию плазмы с поверхностью на установке PISCES-B [9].

В этой работе мы представляем новую модификацию кода, направленную на моделирование транспорта примесей для открытой плазменной ловушки PSI-2. Результаты экспериментов, недавно проведенных на PSI-2 используются в качестве входных параметров и ориентиром для сравнения для новой версии ERO.

### Код ERO

Код ERO позволяет моделировать транспорт примесей в плазме. Моделирование проводится методом Монте-Карло. Параметры плазмы в установке являются входными параметрами, и в ходе работы кода не меняются.

Частицы плазмы взаимодействуют с поверхностью мишени, вызывая ее эрозию. В качестве входных параметров используются известные параметры плазмы (плотность, температура), конфигурация магнитного поля, коэффициенты, отвечающие за различные атомные процессы (ионизация, рекомбинация, перезарядка, излучение и т. д.), геометрия расположения мишени. Кодом учитываются процессы как физического, так и химического распыления. Атомные процессы, которые учитываются, включают в себя: ионизацию электронным ударом, рекомбинацию, световое излучение и т. д. Кроме того, код позволяет учесть столкновение частиц примеси с частицами плазмы. Движение в электрическом и магнитном полях каждой частицы, вылетевшей с мишени, отслеживается и рассчитывается. На каждом шаге моделирования код проверяет, произошел ли какой-нибудь из учитываемых атомных процессов. Если частица сталкивается со стенкой или мишенью, то инициируется дополнительное распыление.

Код ERO уже был использован для моделирования экспериментов на установке PISCES-B. Однако, для моделирования экспериментов на PSI-2, было необходимо внести в него ряд изменений. Эти изменения в основном каса-

ются геометрии установки и параметров плазмы. Была добавлена возможность использования мишени произвольной формы, сдвинутой относительно центральной оси установки и повернутой на произвольный угол вокруг собственной нормали. Моделирование регистрации светового излучения теперь может проводиться в различных дополнительных плоскостях (что необходимо в связи с расположением диагностических устройств в PSI-2). Также была добавлена возможность задания произвольных профилей плотности и температуры плазмы.

## Эксперимент

Результаты эксперимента на PSI-2 были использованы для проведения сравнительного анализа полученных в ходе моделирования с помощью модифицированной версии ERO результатов. В этом эксперименте вольфрамовая мишень была подвергнута облучению аргоновой плазмой. Данные об интенсивностях различных линий нейтральных атомов вольфрама, распыленных с образца, были сняты с помощью спектрометра.

Параметры плазмы были получены с помощью зонда Ленгмюра, расположенного в экспериментальной камере на некотором расстоянии перед мишенью. Путем перемещения зонда вдоль радиального направления установки были получены профили электронной плотности и температуры (см. рис. 1). Видно, что профили имеют полую форму, связанную с конфигурацией источника плазмы. Значения плотности и температуры плазмы около передней части мишени и  $n_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$  и  $T_e = 3 \text{ эВ}$ .

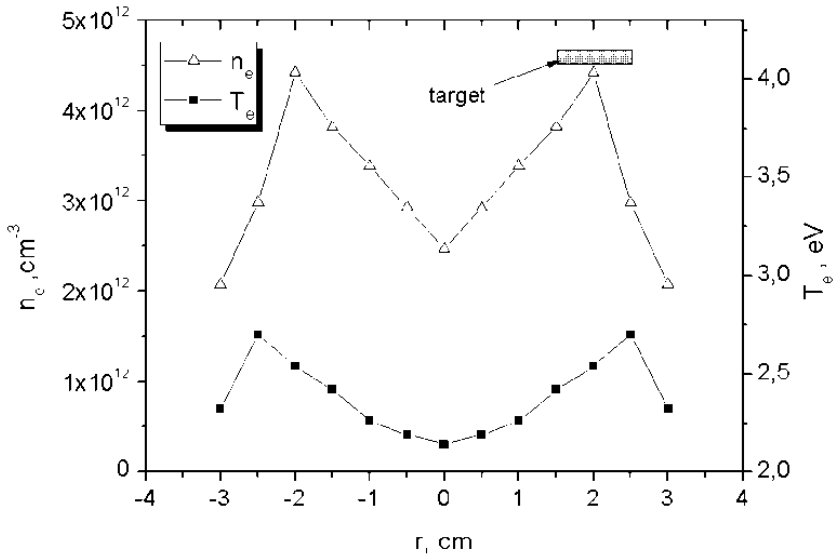


Рис. 1. Радиальные профили плотности и температуры плазмы в эксперименте на установке PSI-2

Образец из вольфрама, имеющий форму квадрата  $1 \times 1 \text{ см}^2$  был установлен на держателе из меди и введен в плазму с помощью специального водоохлаждаемого манипулятора. Образец был расположен так, что нормаль к его поверхности была сонаправлена с осью  $z$  установки, так что поверхность мишени была обращена к плазменному источнику. Радиальное положение мишени было подобрано так, чтобы она находилась в максимуме электронной температуры. Кроме того, на образец было наложено дополнительное отрицательное смещение величиной  $50 \text{ В}$  с целью стимулировать распыление материала мишени ионами аргона  $\text{Ar}^+$ .

Профили интенсивности излучения нейтрального и ионизированного вольфрама, полученные в эксперименте, представлены на рис. 2 наряду с профилями излучений  $\text{Ar}$  и  $\text{Cu}$ . Линии излучения меди имеют место из-за процесса распыления держателя мишени (он изготовлен из меди). Для проведения моделирования и сравнения его результатов с результатами эксперимента был выбран профиль, соответствующий длине волны  $4009 \text{ \AA}$ , характерной для нейтрального вольфрама. Видно, что интенсивность излучения  $I(z)$  спадает почти по экспоненциальному закону при  $z > 0$ ,  $I(z) \sim \exp(-kz)$ . На качественном уровне, снижение связано с ионизацией распыленных атомов вольфрама: так как плотность нейтрального  $W$  снижается по мере отдаления от поверхности мишени, интенсивность излучения нейтральных атомов  $W$  тоже уменьшается.

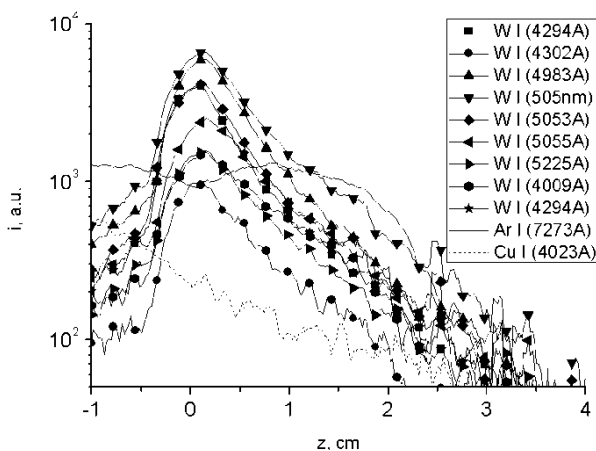


Рис. 2. Зависимость относительной интенсивности различных линий излучения нейтральных атомов

### Анализ полученных результатов

Начнем с рассмотрения нескольких простейших случаев, чтобы получить представление о том, какие параметры могут влиять на экспериментальный результат больше всего.

Прежде всего, стоит оценить возможную роль упругих столкновений распыленных нейтралов вольфрама с окружающей их плазмой. Средняя длина

свободного пробега в нашем случае может быть оценена хорошо известной формулой:

$$\lambda = \frac{1}{\sigma n_{\text{Ar}}} \frac{v}{\sqrt{v^2 + v_{\text{Ar}}^2}}, \quad (1)$$

где  $v_{\text{Ar}}$  – скорость ионов аргона,  $v$  – скорость распыленных атомов вольфрама,  $n_{\text{Ar}}$  – плотность атомов аргона,  $\sigma$  – сечение упругих столкновений. Для ионов аргона плотность:  $n_{\text{Ar}^+} \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , энергия:  $T_{\text{Ar}^+} = 3 \cdot 10^{-2} \text{ эВ}$ . Энергия распыленных атомов вольфрама:  $E_W \sim 5 \text{ эВ}$ , а сечение упругих столкновений:  $\sigma \sim 10^{-15} \text{ см}^2$ . Подставляя все перечисленные значения в формулу (1), мы получаем, что  $\lambda \sim 30 \text{ см}$ . Поэтому, в данном случае можно пренебречь влиянием упругих столкновений, а также всеми процессами, связанными с ними (например, перезарядка ионов). Оценки плотности газа нейтрального аргона, сделанные на основе измерения давления в эксперименте, дали почти такое же значение, что и плотности ионов аргона. Для этого случая мы получаем  $\lambda \sim 10 \text{ см}$  для столкновений с нейтральными атомами аргона, из чего следует, что ими тоже можно пренебречь.

Если не учитывать столкновения, все распыленные атомы движутся вдоль прямых линий до того момента, пока они не ионизируются или не налетят на стенку установки. Для параметров плазмы в установке PSI-2, главным процессом, влияющим на концентрацию атомов вольфрама, является ионизация электронным ударом. Таким образом, концентрация нейтральных атомов, прошедших расстояние  $l$  от места вылета:

$$\frac{dn}{dl} = -\frac{nn_e S_{ion}}{v} \quad (2)$$

где  $v$  – скорость вылетевшего атома,  $S_{ion} \equiv \langle \sigma v \rangle_{ion}$  – константа скорости ионизации атомов в данных условиях. Поскольку процессы, связанные со световым излучением, имеют очень небольшие временные масштабы, можно считать, что интенсивность излучения прямо пропорциональна концентрации атомов ( $I = \gamma n n_e$ , где  $\gamma$  – коэффициент излучения (photon emission coefficient (PEC)), зависящий от температуры и плотности плазмы). В эксперименте спектрометр был направлен перпендикулярно плазменному шнуру, т. е. параллельно плоскости мишени. Таким образом, значения интенсивности, соответствующие различным значениям расстояния до мишени, полученные в эксперименте, являются результатами суммирования интенсивностей излучения идущего из каждой точки, лежащей в плоскости, перпендикулярной оси  $z$  в точке, соответствующей данному расстоянию до мишени. Для численного расчета это эквивалентно интегрированию интенсивности  $I(x, y, z)$  по  $x$  и по  $y$  (плоскость  $xu$  совпадает с плоскостью мишени)

$$I(z) = \int_{-\infty}^{\infty} \gamma n_e n dx dy. \quad (3)$$

Начальные условия (угол вылета, скорость вылета) атомов в формуле (2) определяются их угловым и энергетическим распределением,  $F_E(E)$  и  $F_\theta(\theta)$ :

$$\frac{dY}{dEd\Omega} = F_E(E)F_\theta(\theta) \quad (4)$$

где  $Y = \Gamma/\Gamma_0$  – коэффициент распыления,  $\theta$  – угол между направлением скорости вылетевшего атома и нормалью к поверхности мишени,  $\Omega$  – соответствующий телесный угол.

В общем, формулы (2) и (3) дают ответ на поставленный вопрос о зависимости интенсивности излучения нейтральных атомов вольфрама от пройденного ими расстояния для случая отсутствия столкновений. Но если учесть угловое и энергетическое распределения, геометрию установки и пространственное изменение параметров плазмы, вычисление интеграла (3) может быть произведено только с привлечением сложных численных методов. Интересно и сравнительно несложно рассмотреть идеальный случай, когда все частицы стартуют в перпендикулярном к поверхности мишени направлении из ее середины  $z = 0$ . Тогда имеем:

$$I(z) = Y\Gamma_0\gamma n_e \int_0^\infty \frac{F_v}{v} \exp\left(-\frac{n_e S_{ion}}{v} z\right) dv \quad (5)$$

где  $F_v(v) = F_E(\sqrt{2E/m})$ . Из этого уравнения видно, что даже в таком простом случае, зависимость интенсивности излучения нейтральных атомов от расстояния до мишени не будет иметь экспоненциального характера.

Мы можем рассматривать только относительные значения интенсивностей  $i(z) = I(z)/I(0)$ , так как в эксперименте спектрометр не был калиброван. Тангенс угла наклона кривой зависимости интенсивности от расстояния в точке  $z = 0$ , как следует из (5):

$$k \equiv \left. \frac{di}{dz} \right|_{z=0} = -n_e S_{ion} \frac{\langle 1/v^2 \rangle}{\langle 1/v \rangle} \quad (6)$$

Треугольные скобки здесь означают усреднение значения в общепринятом смысле:  $\langle f(v) \rangle = \int_0^\infty f(v) F_v dv$ . Одно из наиболее часто встречающихся распределений для этих процессов – распределение Томпсона [10]:

$$F_E = \frac{\alpha(\alpha-1)EE_b^{\alpha-1}}{(E+E_b)^{1+\alpha}} \quad (7)$$

где  $\alpha > 1$  – параметр, а  $E_b$  – энергия связи распыляющихся атомов с поверхностью (для вольфрама  $E_b = 11,4$  эВ).

Подставив это в выражение (6) и проинтегрировав, мы получим:

$$k = -\frac{n_e S_{ion}}{\sqrt{2E_b/m}} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\Gamma(\alpha+1)}{\Gamma(\alpha-1/2)} \quad (8)$$

Этот результат наглядно показывает, от каких именно параметров может зависеть тангенс угла наклона кривой в точке  $z = 0$ . Легко заметить сильную экспоненциальную зависимость от электронной температуры плазмы, которая следует из зависимости константы скорости ионизации от температуры  $S_{ion}(T_e)$ , и относительно слабое влияние энергии связи с поверхностью  $E_b$  и электронной плотности  $n_e$ . Кроме того, с повышением значения параметра  $\alpha$ , уменьшается средняя энергия вылетевших частиц,  $\langle E \rangle$ , что означает увеличение количества частиц, ионизовавшихся в непосредственной близости от мишени, что, в свою очередь, влечет за собой более быстрый спад интенсивности. Возьмем  $n_e \approx 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $S_{ion} \approx 4 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$ ,  $E_b = 11,4 \text{ эВ}$ ,  $\alpha = 2$ , и получим  $k \approx -0,2 \text{ см}^{-1}$  что по порядку величины совпадает с экспериментальным значением  $k_{\text{exp}} = -0,8 \text{ см}^{-1}$ .

Как мы далее увидим из результатов моделирования, отличие между результатами эксперимента и расчетов в основном продиктованы видом углового распределения распыленных атомов. Появление углового распределения вызывает более быстрый спад интенсивности, поскольку нейтральные атомы вольфрама получают возможность покидать объем не только в результате ионизации, но и в результате ухода через боковые поверхности наблюдаемого объема. Это также означает, что значение константы скорости ионизации и электронной плотности больше нельзя считать постоянными в уравнении (2). Кроме того, в выражении (5) появляются дополнительные зависимости от  $z$  и  $\alpha$ , что очень сильно усложняет дальнейший аналитический расчет.

Поскольку тангенс угла наклона кривой интенсивности вблизи поверхности мишени зависит в основном от процесса ионизации, он должен оставаться неизменным для различных длин волн. Именно это нам показывают результаты эксперимента, представленные на рис. 2.

Было проведено численное моделирование данного эксперимента в коде ERO. Плотность и температура плазмы, использованные для моделирования были взяты из результатов измерений, проведенных с помощью зонда Ленгмюра (см. рис. 1). Значения коэффициентов ионизации и излучения были получены из базы данных OPEN-ADAS [11]. Плотность нейтральных атомов аргона была оценена из измеренного в эксперименте давления и оказалась равна:  $n_{\text{Ar}} \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Плотность ионов аргона была принята равной электронной плотности плазмы. В ходе моделирования учитывались упругие столкновения распыленных атомов вольфрама с частицами окружающей плазмы, хотя, как уже обсуждалось выше, никакого влияния на форму кривой зависимости интенсивности от расстояния до поверхности мишени они не оказывали. Коэффициент распыления ионами аргона с энергиями 50 эВ был взят равным  $3 \cdot 10^{-3}$  (см. [10]).

Самым сложным вопросом относительно входных данных кода являются вопросы об угловом и энергетическом распределениях распылённых атомов вольфрама. При достаточно больших энергиях, каскад столкновений, образующийся при падении иона на поверхность, является изотропным, что дает значение параметра в распределении Томпсона  $\alpha = 2$  и косинусоидальное угловое распределение  $F_{\theta} = \cos \theta$ .

Последнее указывает на то, что распыленные частицы имеют равномерное распределение по углам вылета. Однако, при малых энергиях налетающих ионов, каскад столкновений нельзя считать изотропным. Это влияет как на энергетическое, так и на угловое распределение вылетевших частиц. В общих чертах ответ на этот вопрос был получен много лет назад (см. [12–14]).

Угловое распределение для случая ионов аргона с энергией 85 эВ, бомбардирующих вольфрамовый образец, было найдено в [15]. Мы аппроксимировали это распределение следующей формулой (см. рис. 5.3):

$$F_{\theta} = 1,25 \cos^{0,125}(\theta) - 1,125 \cos^2(\theta). \quad (9)$$

Результаты моделирования в коде ERO с использованием этого распределения, а также косинусоидального, показаны на рис. 3. Для сравнения изображен также случай, когда все частицы стартуют под углом  $90^{\circ}$  к поверхности мишени (отмечен черными квадратиками). Во всех случаях в энергетическом распределении Томпсона использовался параметр  $\alpha = 2$ .

Видно, что вид углового распределения сильно влияет на ход кривой зависимости интенсивности излучения от расстояния до поверхности мишени. Чем больше частиц покидает поверхность под прямым углом, тем более полого идет кривая. Это вполне ожидаемая тенденция, так как частицы, вылетающие под углом меньшим, чем  $90^{\circ}$  к поверхности мишени, покидают объем при меньших значениях  $z$ , чем те, которые вылетают перпендикулярно. Если сравнивать с экспериментом, то видно, что результаты моделирования как с косинусоидальным, так и с аппроксимированным нами распределением (9) имеют отличающиеся наклоны и формы.

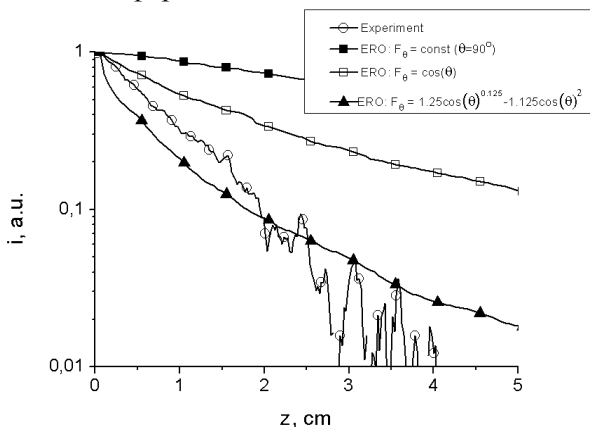


Рис. 3. Результаты моделирования в коде ERO для трех различных видов углового распределения распыленных атомов вольфрама в сравнении с экспериментальной кривой



Также, известно, что при понижении энергий бомбардирующих мишень частиц, значения наиболее вероятной энергии вылета смещается в сторону более низких значений, а разброс энергий становится меньше [14]. Оба этих изменения могут быть имитированы изменением значения параметра  $\alpha$  в (7): для сдвига максимума распределения в область меньших энергий, необходимо большее значение  $\alpha$ . Например, для случая бомбардировки медного образца ионами аргона, описанного в [14] с энергиями 40 эВ, энергетическое распределение совпало с приведенным для этого случая экспериментальным результатом при  $\alpha = 100$  (напомним, что случай с  $\alpha = 2$  соответствует классическому распределению Томпсона) (см. рис. 4).

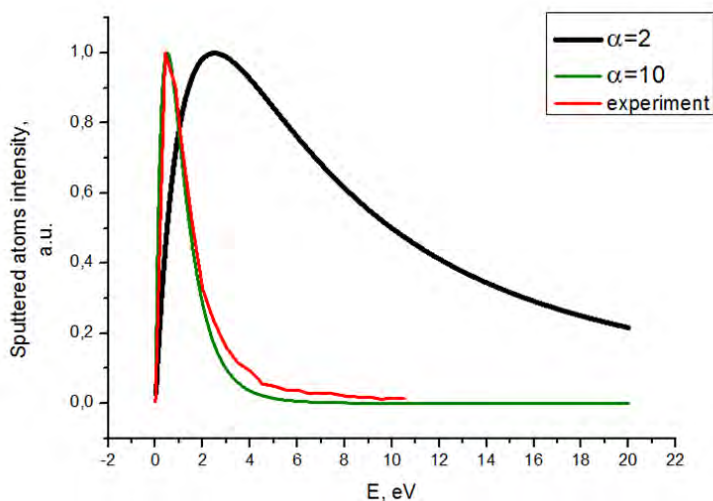


Рис. 4. Результаты аппроксимации экспериментального энергетического распределения распыленных атомов меди из [14] распределением Томпсона с большим значением параметра. Для сравнения приведено классическое распределение Томпсона

Влияние энергетического распределения вылетающих атомов на результаты моделирования показано на рис. 5,а для случая, когда частицы стартуют перпендикулярно к поверхности мишени.

Видно, что с ростом параметра  $\alpha$ , угол наклона кривой становится больше, что соответствует выражению (8). Практически полное совпадение с экспериментом наблюдается при значении очень большого значения параметра:  $\alpha = 100$ . Однако, случай, когда все частицы вылетают строго перпендикулярно поверхности крайне маловероятен.

На рис. 5,б похожие результаты приведены для случая косинусоидального углового распределения. В этом случае неплохое совпадение с экспериментом вблизи поверхности мишени наблюдается уже при  $\alpha \approx 30$ .

Что касается других параметров, расчеты показывают, что они не имеют такого сильного влияния на профили интенсивности, если варьировать их в разумных пределах.

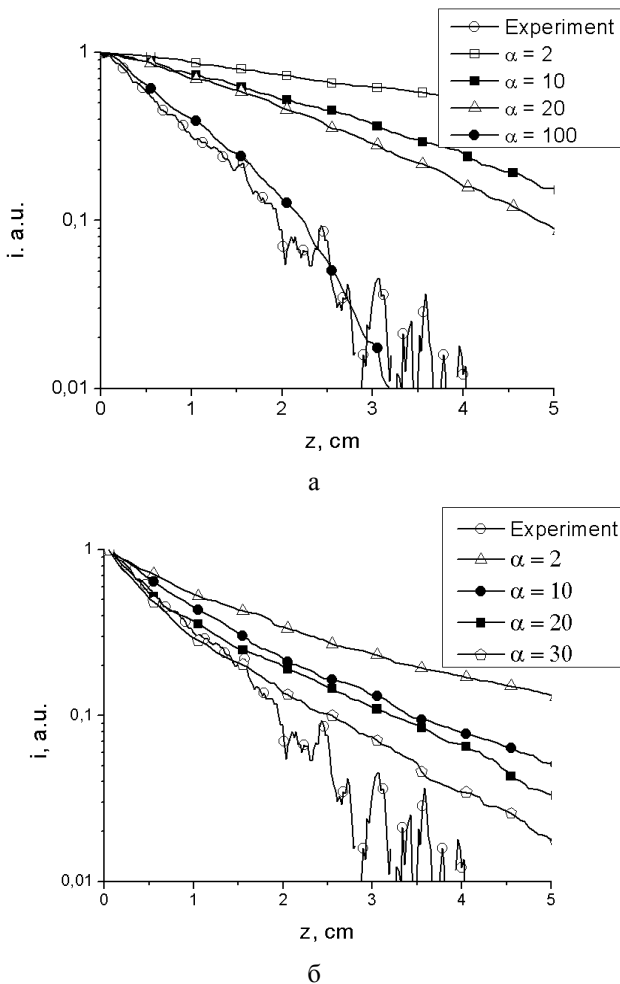


Рис. 5. Результаты моделирования в коде ERO для случая, когда все распыленные частицы вылетают: а – перпендикулярно поверхности мишени при разных значениях параметра в распределении Томпсона; б – с поверхности мишени с косинусоидальным угловым распределением

Таким образом, мы обнаружили, что угловое распределение  $F_\theta$  имеет наиболее сильное влияние на результаты нашего моделирования. Влияние энергетического распределения  $F_E$  слабее. Хотя наиболее ожидаемое угловое распределение распыленных частиц для нашего случая – распределение вида «бабочки» (9), оно не находится в согласии с экспериментом, так как дает очень сильное расхождение вблизи поверхности мишени. Наилучшее согласие с экспериментом дает косинусоидальное угловое распределение (случай отсутствия углового распределения хоть и дает хорошее совпадение, но, как было отмечено ранее, очень маловероятен). Возможным объяснением этого может быть влияние модификации поверхности происходящей при плазменном облучении. В самом деле, все теоретические результаты об энергетическом

и угловом распределении получены для идеально ровных и чистых поверхностей, правильной объемной структуры, которая редко бывает в реальной ситуации. Чтобы исследовать структуру поверхности образца, с помощью электронного микроскопа были получены изображения поверхности мишени после воздействия плазмы (см. рис. 6).

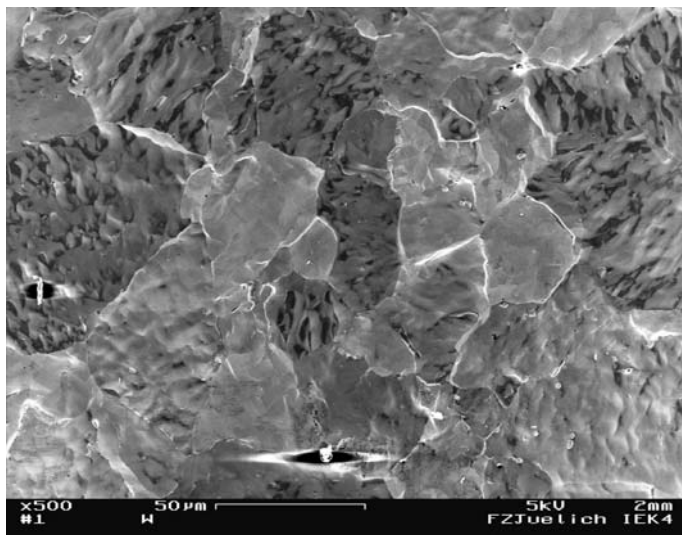


Рис. 6. Изображения поверхности облученной плазмой вольфрамовой мишени, полученные после проведения эксперимента с помощью электронного микроскопа (увеличение 500, масштаб 2:0.00005)

Анализ этих снимков показал несколько моментов, важных для нашего исследования. Прежде всего, поверхность имеет рельеф с областями зернистости и различными максимумами. Кроме того, поверхность покрыта хлопьевидными структурами микронных размеров. EDS-анализ показывает, что эти хлопья содержат кислород, а остальные поверхности – нет. Таким образом, можно сказать, что при плазменном облучении было спровоцировано формирование оксида вольфрама. Все эти особенности влияют на энергию и угловое распределение расплывших частиц в нескольких направлениях. Во-первых, рельеф поверхности означает, что различные части поверхности ориентированы по-разному по отношению к нормали к поверхности, и, следовательно, при бомбардировке ионами расплывение атомов вольфрама происходит под разными углами и с разными энергиями. Это может способствовать «уравниванию» направлений скоростей расплывших частиц, приводящему к косинусоидальному угловому распределению. Во-вторых, формирование оксида изменяет энергию связи атомов вольфрама с поверхностью. В-третьих, присутствие оксида вольфрама изменяет энергию аргона, приходящего на поверхность, в связи с изменением потенциала предслоя. Это обусловлено главным образом зарядкой участка с диэлектрической пленкой ионами и может существенно изменить потенциал вблизи нее на величину порядка 10 эВ [16]. В результате, форму углового и энергетического распределений расплывших атомов вольфрама очень трудно предсказать.

## Заключение

Была разработана новая версия кода ERO, направленная на моделирование транспорта примесей в установке PSI-2. Основные отличия от предыдущей версии кода заключаются в добавлении возможности использования мишеней разных форм, произвольных (считываемых из внешнего файла) профилей параметров плазмы, задания смещения мишени относительно оси установки, а также использования произвольной геометрии расположения диагностик.

В качестве ориентира для моделирования распыления вольфрамовой мишени аргоновой плазмой в новой версии кода, были взяты результаты эксперимента, который был проведен на установке PSI-2. В этом эксперименте с помощью спектрометра снималась зависимость интенсивности различных линий излучения нейтрального вольфрама от расстояния до поверхности мишени. Результаты этих измерений также были смоделированы в коде ERO.

В общем, результаты моделирования находятся в удовлетворительном согласии с результатами эксперимента. В то же время, очевидно сильное влияние энергетического и углового распределений распыленных атомов вольфрама на скорость спада интенсивности излучения с расстоянием. Поскольку как энергетическое, так и угловое распределение распыленных атомов сильно зависят от состояния поверхности образца, мы имеем здесь широкое поле для размышлений. Несмотря на то, что при малых энергиях налетающих ионов, как это было в эксперименте, наиболее вероятным угловым распределением является распределение, имеющее максимумы при углах  $<90^\circ$ , моделирование в коде ERO показывает, что наилучшее совпадение с экспериментом дает косинусоидальное угловое распределение. Это может быть связано с изменением поверхности образца в ходе облучения плазмой. Модификация поверхности действительно имела место, как видно из изображений облученной поверхности, где наблюдалось формирование хлопьевидных структур, а также появление шероховатостей.

## Список литературы

1. G. De Tommasi, F. Maviglia, A. C. Neto et al. *Fusion Eng. Des.* 89 (3) (2014). P. 233–242.
2. V. Philipps // *J. Nucl. Mater.* 415 (2011) S2–S9.
3. K. Asmussen, K. B. Fournier, J. M. Laming et al. // *Nucl. Fusion* 38 (1998) 7.
4. A. Kreter //, *Trans. Fusion Sci. Technol.* 59 (2011) 51.
5. R. P. Doerner et al. // *Phys. Scr. T.* 111 (2004) 75.
6. M. Reinhart et al. // *Trans. Fusion Sci. Technol.* 63 (2013) 201.
7. A. Pospieszczyk, M. Reinhart, B. Unterberg et al. // *J. Nucl. Mater.* 438 (2013). S1249–S1252.
8. A. Kirschner, D. Borodin, S. Droste et al. // *J. Nucl. Mater.* 363–365 (2007) 91–95.
9. D. Borodin, A. Kirschner, A. Kreter et al. // *J. Nucl. Mater.* 390–391 (2009) 106–109.

10. R. Behrisch, W. Eckstei. Sputtering by Particle Bombardment, Springer, Topics in Applied Physics. P. 110.
11. H. Summers, M. O'Mullane, A. Whiteford. (2011) Atomic Data and Modelling for Fusion: the ADAS Project. AIP Conf. Proc. 1344, 179 (2011).
12. Y. Yamamura, Y. Mizuno, H. Kimura // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B 13 (1986) 393–395.
13. Y. Yamamura, J. Bohdansky // Vacuum 35 (1985) 561–571.
14. R. A. Brizzolara, C. B. Cooper, T. K. Olson // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B 35 (1988) 36–42.
15. D. Nishijima, M. J. Baldwin, R. P. Doerner, J. H. Yu // J. Nucl. Mater. 415 (2011) S96–S99.
16. I. V. Vizgalov, G. S. Kirnev, V. A. Kurnaev et al. // Izv. Akad. Nauk, Ser. Fiz. 60 (1996) 168–172.