

ВЛИЯНИЕ НАКЛОННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТИЦ, ПАДАЮЩИХ НА ПЕРВУЮ СТЕНКУ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

И. Е. Березина, И. В. Цветков

Национальный Исследовательский Ядерный Университет «МИФИ»
ira.berezina@mail.ru

Проведено численное исследование влияния наклона магнитного поля на профиль потенциала в пристеночной области. Получена аппроксимационная функция распределения потенциала с учетом влияния магнитного поля, которая описывает зависимость профиля потенциала от величины и угла наклона магнитного поля, а также от параметров плазмы. Изучены зависимости распределений частиц, падающих на первую стенку, а также коэффициентов вторичной электронной эмиссии и распыления от наклона магнитного поля и соотношения электронной и ионной температур.

Введение

Изучению процессов в пристеночной области плазмы в настоящее время уделяется большое внимание в связи с реализацией международного проекта ИТЭР. Процессы вблизи поверхности, на поверхности и в материале обращенных к плазме элементов (ОПЭ) термоядерного реактора (ТЯР) влияют на параметры плазмы, а значит и на режимы работы ТЯР. Описание приповерхностной области ОПЭ ТЯР, в том числе описание потоков частиц, достигающих и покидающих поверхность, необходимо для моделирования процессов захвата и отражения изотопов водорода, процессов распыления материалов ОПЭ, а также анализа экспериментальных данных в этой области [1]. Важную роль играют распределения частиц по энергиям и углам падения на поверхность. Энергия и угол падения частицы определяют вероятность процессов отражения, распыления, захвата и эмиссии электронов и ионов с поверхности, а суммарные распределения частиц влияют на профиль внедрения и образование радиационных дефектов, что в свою очередь определяет условия транспорта частиц внутри материала и рециклинга частиц обратно в плазму, и, как следствие – влияние материала ОПЭ на параметры периферийной плазмы.

Типичной ситуацией в установках типа токамак является наличие в приповерхностном слое наклонного к поверхности магнитного поля. Электроны и ионы из плазмы на пути к поверхности ОПЭ проходят три области [2]: в первой области, плазменном предслое, образуется амбиполярный поток, движущийся вдоль направления магнитного поля со звуковой скоростью (критерий Бома). Во второй области, которую называют магнитным предсло-

ем, уже достаточно сильное электрическое поле отклоняет ионы от движения вдоль магнитного поля. На выходе из магнитного предслоя скорость амбиполярного потока к поверхности достигает значения звуковой скорости. Размер этой области зависит от ларморовского радиуса для ионов и от угла наклона магнитного поля. В отсутствие магнитного поля магнитный предслой отсутствует, и скорость амбиполярного потока к поверхности ОПЭ на входе в Дебаевский слой также равна ионно-акустической скорости. В третьей области, Дебаевском слое, плазма уже не является квазинейтральной, так как перед поверхностью образуется положительный объемный заряд. Размер этого слоя составляет примерно несколько радиусов Дебая. Расчет распределения потенциала в приповерхностном слое без учета вторичной электронной эмиссии был сделан в работе [3]. Было показано, что при увеличении угла наклона магнитного поля значение плавающего потенциала изменяется слабо, перераспределение потенциала происходит так, что падение потенциала в магнитном предслое и длина магнитного предслоя увеличиваются. Вторичная электронная эмиссия уменьшает падение потенциала в пристеночном слое по сравнению с плавающим потенциалом полностью поглощающей стенки за счет объемного заряда вторичных электронов около стенки [2]. Кроме этого, в работе [4] было показано, что вращательное движение эмитированных электронов в скрещенных полях приводит к существенному подавлению потока вторичных электронов, тем самым также увеличивая объемный заряд у стенки. По этой причине наклон магнитного поля влияет на величину падения потенциала. При росте угла наклона магнитного поля по сравнению с нормалью до 85° , как показывают расчеты [5], падение потенциала около вольфрамовой стенки снижается более чем в 2 раза. Однако, в подобных расчетах ([4], [5]) не учитывается многослойная структура пристеночного слоя и влияние наклона магнитного поля на перераспределение потенциала и на величину вторичной электронной эмиссии. Еще одним источником вторичных электронов со стенки является фотоэлектронная эмиссия. Сделав оценки интенсивности фотоэлектронной эмиссии от излучения ионов примесей (таких как Ве и С), используя работу [6], мы получили, что интенсивность вторичной электронной эмиссии на несколько порядков превышает фотоэлектронную эмиссию.

Расчет падения потенциала в приповерхностном слое в присутствии наклонного магнитного поля, как правило, достаточно сложная численная задача. В данной работе была получена аппроксимационная формула для распределения потенциала при наличии магнитного поля, которая описывает зависимость профиля потенциала от величины и угла наклона магнитного поля, а также от параметров плазмы без учета электронной эмиссии. Исследовано влияние наклонного магнитного поля на распределение падающих на поверхность первой стенки частиц, а также на коэффициенты вторичной электрон-электронной эмиссии и распыления материала первой стенки ТЯР. Эти результаты могут быть распространены и на приповерхностную область ОПЭ.

Расчет потенциала электрического поля при наличии наклонного магнитного поля

Для расчета потенциала электрического поля в приповерхностной области применялось уравнение Пуассона в безразмерном виде:

$$\frac{d\lambda}{d\xi} = \sqrt{2\sqrt{1-2\lambda} + 2\exp\lambda - 4}, \quad (1)$$

где $\lambda = \frac{e}{kT}(\varphi - \varphi_0)$ – безразмерный потенциал, $\xi = \frac{x}{r_d}$ – расстояние от поверхности, выраженное в радиусах Дебая r_d (координата отсчитывается от поверхности твердого тела). Численный расчет выполнен используя метод Рунге–Кутты 3-го порядка. При этом падение потенциала в предслое $\frac{e\varphi_0}{kT_e} = -0,5$

и значение плавающего (безразмерного) потенциала на поверхности ОПЭ $\lambda_w = 0,5 \ln \left(2\pi \frac{m_e}{m_i} \left(1 + \frac{T_i}{T_e} \right) \right)$, что соответствует равенству потоков электронов

и ионов на поверхность. Основное падение потенциала $\frac{e\varphi}{kT_e}$ происходит на 10 радиусах Дебая ($10r_d$) от значения -3 до $-0,576$, дальнейшим малым изменением потенциала на 3 % от полного падения потенциала до значения $\frac{e\varphi_0}{kT_e} = -0,5$ можно пренебречь.

Целесообразно получить аппроксимирующую функцию для падения потенциала, так чтобы, зная параметры плазмы, можно было бы, не производя численный расчет уравнения Пуассона, вычислить распределение потенциала в приповерхностной области. Зависимость безразмерного потенциала от расстояния от поверхности, выраженное в радиусах Дебая была аппроксимирована степенной функцией:

$$\Lambda(\xi) = a_0 + a_1\xi + a_2\xi^2 + a_3\xi^3 + a_4\xi^4 \quad (2)$$

$$a_0 = -2,49$$

$$a_1 = 1,042$$

$$a_2 = -0,188$$

$$a_3 = 0,0161$$

$$a_4 = -5,29 \cdot 10^{-4}$$

На рис. 1 приведено сравнение численного решения уравнения (1) и потенциала, рассчитанного по формуле (2). Видно, что аппроксимирующая функция 4-ого порядка для безразмерного потенциала дает хорошее приближение на длине приповерхностного слоя, равной 10 радиусам Дебая.

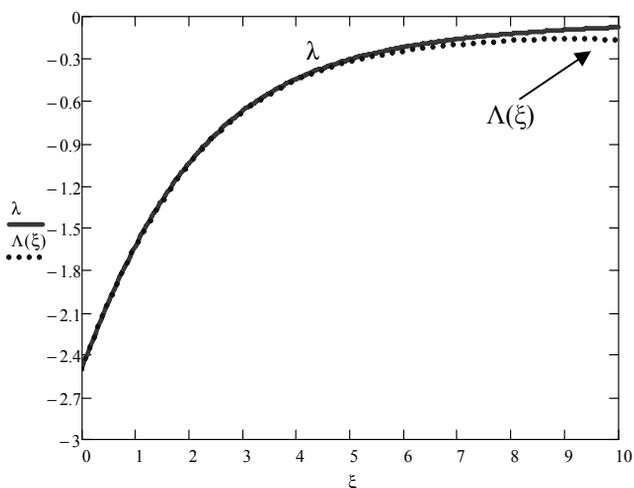


Рис. 1. Распределения потенциала, полученные из численного решения уравнения (1) и по формуле (2)

Для учета влияния магнитного поля на распределение потенциала в приповерхностном слое были приняты во внимание особенности движения заряженных частиц с образованием магнитного предслоя. Магнитное поле прежде всего окажет влияние на длину приповерхностной области (L_0), которая включает в себя дебаевский слой и магнитный предслой ($L_0 = L_{MPS} + L_D$, где L_{MPS} – длина магнитного предслоя, L_D – длина Дебаевского слоя).

При расчете считали, что основное падение потенциала, $\frac{e}{kT_e}(\varphi_w - \varphi'_0)$, происходит на длине L_0 , которая зависит от угла наклона магнитного поля. На рис. 2 представлено распределение потенциала от переменной χ , где $\chi = \frac{x}{L_0}$. На оси Y отложено абсолютное значение потенциала в безразмерном виде, то есть $\frac{e\varphi}{kT_e} = \lambda + \frac{e\varphi_0}{kT_e} = \lambda - 0,5$. Значение потенциала на границе $\frac{e\varphi'_0}{kT_e}$ при $\chi = 1$ равно $-0,576$.

Для различных углов наклона магнитного поля были вычислены значения падения потенциала в магнитном предслое по формуле, полученной в [3]:

$$\frac{e(\varphi_{MPS} - \varphi'_0)}{kT_e} = \ln(\cos(\alpha)), \tag{3}$$

где φ'_0 – потенциал на границе магнитного предслоя с плазмой. По значению $e\varphi_{MPS}/kT_e$ были определены координаты границы магнитного предслоя с Дебаевским слоем (λ_D), т. е. координата, при которой потенциал принимает значение потенциала магнитного предслоя φ_{MPS} для различных углов магнит-

ного поля (рис. 2). Далее можно рассчитать значения $\chi_{MPS} = 1 - \chi_D$. Длину магнитного предслоя L_{MPS} можно определить из равенства электрической и магнитной силы в магнитном предслое [2]:

$$L_{MPS} = -\frac{kT_e c}{ev_i B} \ln(\cos(\alpha)), \quad (4)$$

где v_i – тепловая скорость иона.

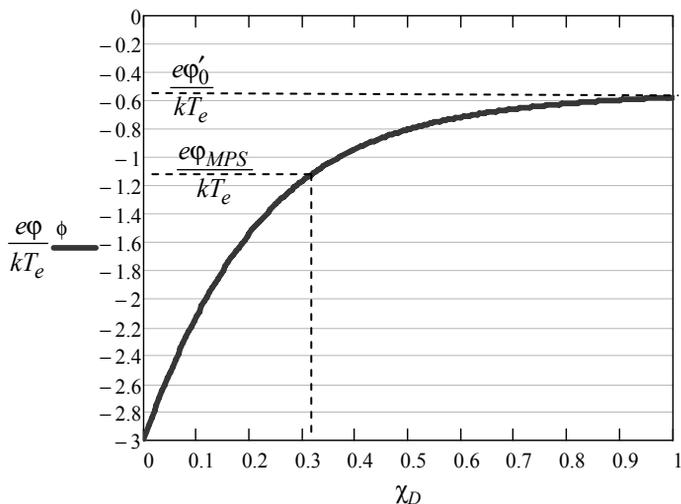


Рис. 2. Зависимость потенциала $e\phi/kT_e$ от переменной χ

Для $T_e = T_i = 30$ эВ

$$L_{MPS} [\text{см}] = -\frac{560}{B[\text{Э}]} \ln(\cos(\alpha)) \quad (5)$$

Так как $\lambda_{MPS} = \frac{L_{MPS}}{L_0}$, то, рассчитав значения длины магнитного предслоя L_{MPS} по формуле (5), можно найти длину всего приповерхностного слоя L_0 для разных значений угла наклона магнитного поля.

Результаты сделанных расчетов для следующих параметров плазмы: $T_e = 30$ эВ, $B = 3$ Тл, $n = 10^{14}$ см $^{-3}$, представлены в таблице ($r_d = 0,38 \cdot 10^{-3}$ см $^{-3}$ – радиус Дебая):

Результаты расчетов при $T_e = 30$ эВ, $B = 3$ Тл, $n = 10^{14}$ см $^{-3}$

$\alpha(^{\circ})$	$e\phi_{MPS}/kT_e$	χ_D	χ_{MPS}	L_{MPS}	L_0
30	-0,72	0,6	0,4	$7 r_d$	$17,5 r_d$
45	-0,923	0,41	0,59	$16,87 r_d$	$28,6 r_d$
60	-1,276	0,26	0,74	$33,75 r_d$	$45,6 r_d$
80	-2,386	0,07	0,93	$85,24 r_d$	$91,6 r_d$

При увеличении угла наклона магнитного поля магнитный предслой увеличивается. Так как длина дебаевского слоя практически не изменяется, то в расчетах ее принимали равной $L_D = 10 \cdot r_d$. В случае $\alpha = 0^\circ$ $L_{MPS} = 0$ (4), тогда $L_0 = L_D = 10 \cdot r_d$.

Заменив в формуле (2) ξ на $10\chi = \frac{x}{r_d b}$, где $b = 1 + \frac{L_{MPS}}{10 \cdot r_d}$, получим аппроксимационную формулу для потенциала в приповерхностной области в размерном виде с учетом влияния магнитного поля на его профиль:

$$\varphi(x) = |\varphi_0| \times \left[2 \cdot \left[-2,49 + \frac{1,042}{b} \frac{x}{r_d} - \frac{0,188}{b^2} \left(\frac{x}{r_d} \right)^2 + \frac{0,0161}{b^3} \left(\frac{x}{r_d} \right)^3 - \frac{5,29 \cdot 10^{-4}}{b^4} \left(\frac{x}{r_d} \right)^4 \right] - 1 \right]. \quad (6)$$

Дифференцирование этой зависимости, дает аппроксимационную формулу для электрического поля в приповерхностном слое:

$$E(x) = -|\varphi_0| \cdot 2 \cdot \left[\frac{1,042}{b r_d} - \frac{2 \cdot 0,188}{b^2} \frac{x}{r_d^2} + \frac{3 \cdot 0,0161}{b^3} \frac{x^2}{r_d^3} - \frac{4 \cdot 5,29 \cdot 10^{-4}}{b^4} \frac{x^3}{r_d^4} \right], \quad (7)$$

где $b = 1 - \left(\frac{kT_e c}{e v_i} \right) \frac{1}{B r_d \cdot 10} \ln(\cos(\alpha))$, $r_d = 700 \sqrt{\frac{T_e [\text{эВ}]}{n [\text{см}^{-3}]}}$.

Размерность расстояния – см, плотности плазмы – см^{-3} , температуры плазмы – эВ, индукции магнитного поля – Э. Эти зависимости можно использовать для расчета электрического поля и потенциала в приповерхностном слое при наличии наклонного магнитного поля без численного решения уравнения Пуассона.

На рис. 3 представлены профили потенциала для различных углов наклона магнитного поля, вычисленные с помощью формулы (6).

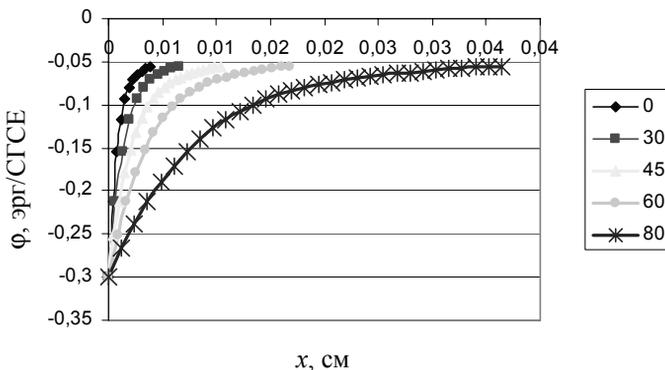


Рис. 3. Профили потенциала для различных углов магнитного поля, вычисленные с помощью аппроксимационной формулы (6), при $T_e = 30$ эВ, $n = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $B = 3$ Тл

Описание модели движения заряженных частиц в приповерхностном слое

В рамках модели предполагается, что заряженные частицы вылетают с границы приповерхностной области на расстоянии L_0 от поверхности, которое для различных углов наклона магнитного поля представлено в таблице. Дебаевский слой и магнитный предслой в данной модели считаются бесстолкновительными.

В основе расчета транспорта частиц в приповерхностном слое лежит численное решение уравнений движения частиц в скрещенных электрическом и магнитном полях. Электрическое поле рассчитывалось по аппроксимационной формуле (7), которая учитывает зависимость профиля потенциала электрического поля от угла наклона магнитного поля. Согласно модели электрическое поле направлено перпендикулярно поверхности ОПЭ ($E = E(E_x, 0, 0)$). Магнитное поле считалось постоянным и направленным под углом α к поверхности ($H = H(H_x, 0, H_z)$). Угол α отсчитывался от нормали к поверхности ОПЭ. Все расчеты проводились при значении магнитного поля, равном 3 Тл. Температуры электронов и ионов в плазме равны. Движение частиц в скрещенных полях описывает система уравнений:

$$\begin{cases} \frac{d^2}{dt^2} x = \eta E + \frac{\eta}{c} \frac{d}{dt} y H_z; \\ \frac{d^2}{dt^2} y = \frac{\eta}{c} \left(\frac{d}{dt} z H_x + \frac{d}{dt} x H_z \right); \\ \frac{d^2}{dt^2} z = -\frac{\eta}{c} \left(\frac{d}{dt} y H_x \right), \end{cases} \quad (8)$$

где $\eta = q/m$ (СГСЕ/г), $H_x = -H \cos(\alpha)$, $H_z = H \sin(\alpha)$, $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/с.

Зависимость энергетических и угловых распределений электронов, достигающих поверхности ОПЭ, от угла наклона магнитного поля.

Коэффициент вторичной электрон-электронной эмиссии

Коэффициент вторичной электрон-электронной эмиссии зависит от энергии и угла падения электронов на поверхность ОПЭ. Зная зависимость средних энергии и угла падения электронов от угла наклона магнитного поля, можно получить зависимость вторичной электрон-электронной эмиссии от угла магнитного поля.

Для изучения энергетических и угловых распределений были рассмотрены электроны с Максвелловским распределением по скоростям вылета из плазмы. Для каждой частицы генератор случайных чисел выдавал по три значения проекций скорости вылета, имеющих распределения Максвелла. Расчеты проводились для 60000 электронов плазмы для каждого угла наклона магнитного поля.

На рис. 4 и 5 представлены энергетические и угловые распределения падающих на поверхность ОПЭ электронов при различных углах наклона магнитного поля. Распределения нормированы на число вылетевших из плазмы электронов. Угол падения θ отсчитывался от нормали к поверхности. При $\alpha = 0^\circ$ количество достигающих поверхности электронов чуть меньше, чем при наклонном магнитном поле. Так как при $\alpha = 0^\circ$ плоскость вращения электронов параллельна поверхности, электроны с энергией, недостаточной для достижения поверхности, не касаясь ее, уходят обратно в плазму. А при увеличении α увеличивается наклон к поверхности плоскости вращения электронов, и эти же электроны, с той же энергией могут попасть на поверхность на обходе по ларморовскому радиусу. Видно, что энергетические распределения почти не изменяются при различных углах наклона магнитного поля. Следовательно, и значение средней энергии падающих электронов не зависит от угла магнитного поля и в среднем равно 51 эВ для $T = 30$ эВ и $n = 10^{14}$ см $^{-3}$. Рассчитанные значения средних углов падения слабо зависят от изменения угла магнитного поля α от 0° до 60° и равны $37,7^\circ$. При увеличении α до 80° средний угол падения увеличивается до значения 49° .

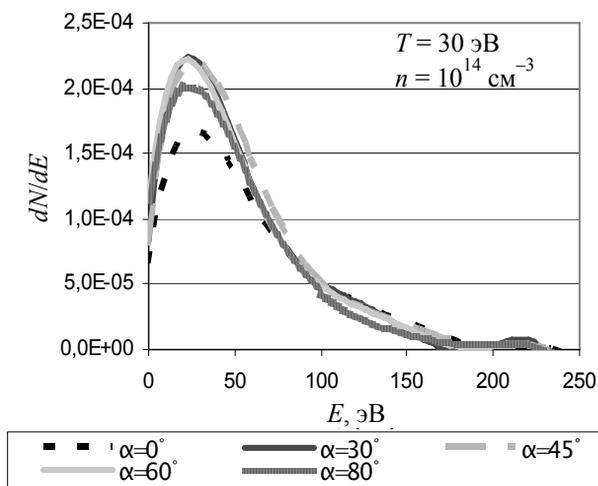


Рис. 4. Энергетические распределения падающих на поверхность ОПЭ электронов при различных углах наклона магнитного поля

Используя полученные зависимости, для каждого угла наклона магнитного поля α были рассчитаны значения коэффициентов истинной электрон-электронной эмиссии δ_e , отражения η_e и суммарного коэффициента вторичной электронной эмиссии γ_e по эмпирическим формулам [7, 8]. В качестве материала ОПЭ были выбраны бериллий, углерод и вольфрам. Бериллий предполагается использовать как материал для первой стенки, а углерод и вольфрам – как материалы для дивертора в реакторе ИТЭР.

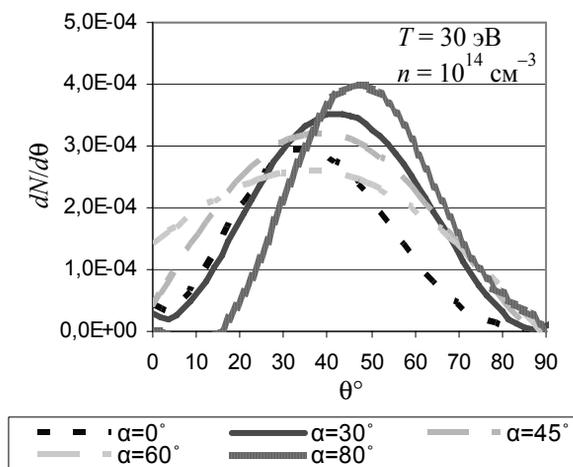


Рис. 5. Угловые распределения падающих на поверхность ОПЭ электронов при различных углах наклона магнитного поля

На рис. 6 отображены зависимости суммарного коэффициента вторичной электронной эмиссии γ_e выбранных материалов от угла наклона магнитного поля. Для углов наклона меньше 60 градусов зависимость практически отсутствует. С увеличением угла наклона магнитного поля с 60 до 80 градусов суммарный коэффициент вторичной электронной эмиссии возрастает на 27%. Таким образом, с точки зрения роста электронной эмиссии критичными являются области поверхности ОПЭ, на которые магнитное поле приходит под сильно скользящими углами.

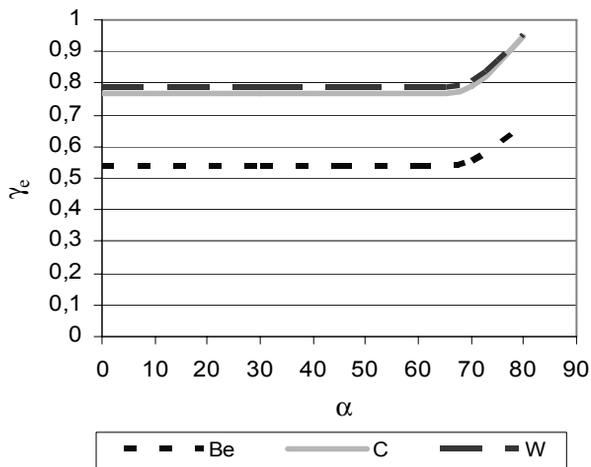


Рис. 6. Зависимость коэффициента вторичной электронной эмиссии бериллия, углерода и вольфрама от угла наклона магнитного поля

Энергетические и угловые распределения падающих на поверхность ОПЭ ионов. Влияние наклона магнитного поля на коэффициент распыления

Для расчета были рассмотрены ионы со смещенным максвелловским распределением по энергиям вылета из плазмы (рис. 7). Для каждой частицы генератор случайных чисел выдавал по три значения проекций скорости вылета, имеющих распределения Максвелла. Для получения смещенного распределения к проекциям V_x и V_z добавлялись соответствующие проекции звуковой скорости, $C_s \cos(\alpha)$ и $C_s \sin(\alpha)$.

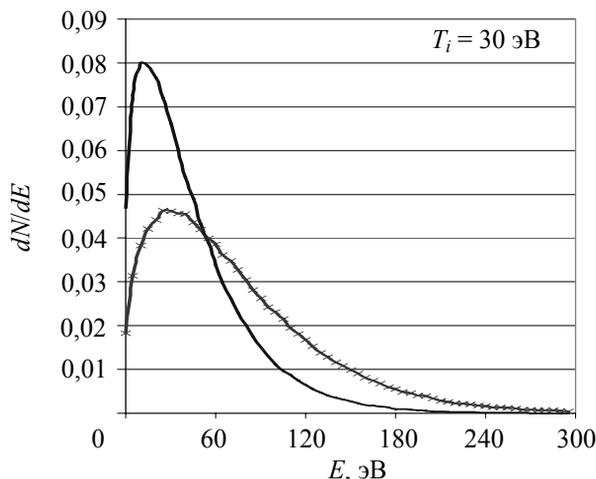


Рис. 7. Сравнение смещенного (x) и нормального (—) Максвелловского распределения по энергиям вылетающих из плазмы ионов

Энергетические распределения достигших поверхности ОПЭ ионов при различных углах наклона магнитного поля представлены на рис. 8. Расчеты проводились для 6000 ионов плазмы для каждого угла наклона магнитного поля. Распределения нормированы на число вылетевших из плазмы ионов. Ненулевую минимальную энергию падения ионов на поверхность ОПЭ можно объяснить тем, что ионы при вылете из плазмы имеют смещенное Максвелловское распределение по скоростям. Видно, что энергетические распределения ионов практически не зависят от угла наклона магнитного поля. Значение средней энергии падения электронов на поверхность при любом наклоне магнитного поля равно 140,6 эВ для $T = 30 \text{ эВ}$ и $n = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (рис. 8).

На рис. 9 приведены угловые распределения ионов для различных углов наклона магнитного поля. Угол падения θ отсчитывается от нормали к поверхности. Видно, что при увеличении угла наклона магнитного поля диапазон углов падения увеличивается. Это можно объяснить увеличением воздействия магнитного поля на ионы. На рис. 10 построена зависимость среднего угла падения ионов от угла наклона магнитного поля. Видно, что при увеличении угла наклона магнитного поля средний угол падения ионов увеличивается.

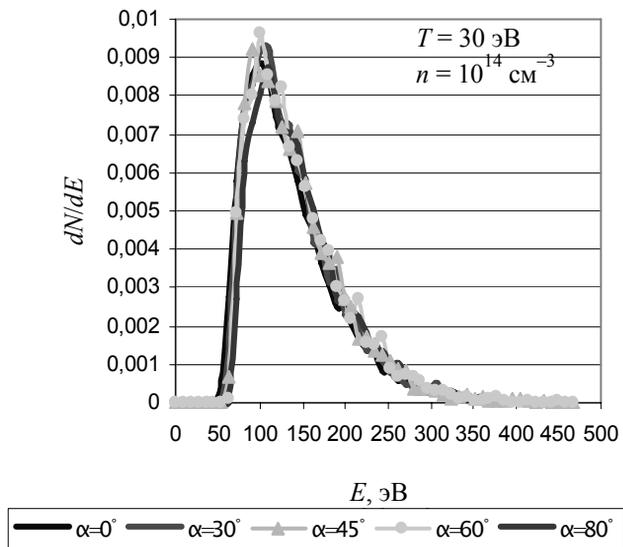


Рис. 8. Энергетические распределения падающих на поверхность ОПЭ ионов при различных углах наклона магнитного поля

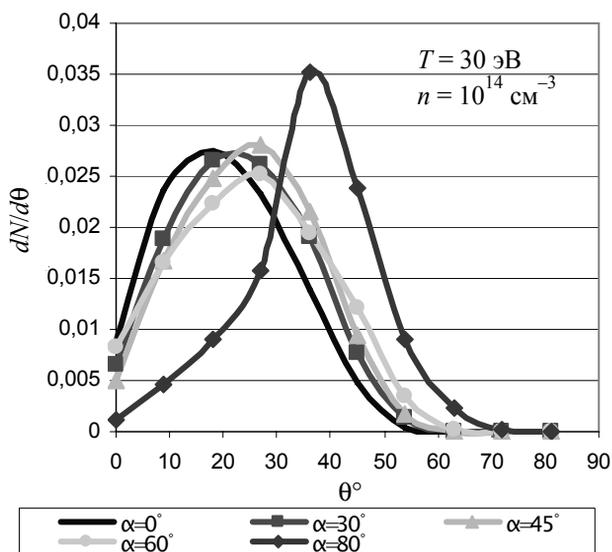


Рис. 9. Угловые распределения падающих на поверхность ОПЭ ионов при различных углах наклона магнитного поля

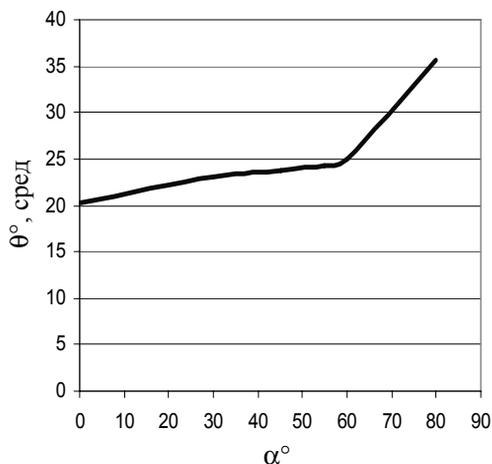


Рис. 10. Зависимость среднего угла падения ионов от угла наклона магнитного поля

Используя значения средних энергии и угла падения ионов, была исследована зависимость коэффициента распыления от угла наклона магнитного поля для бериллия и углерода. Для вольфрама зависимость не определялась, так как для рассматриваемого диапазона энергия ионов водорода недостаточна для выбивания атомов вольфрама. Для расчета использовалась эмпирическая формула Ямамуры, основанная на теории Зигмунда и преобразованная для случаев низких энергий иона [9–10].

На рис. 11 отображена зависимость коэффициента распыления от угла наклона магнитного поля для разных материалов ОПЭ. С увеличением угла наклона магнитного поля от 0° до 60° коэффициент распыления плавно увеличивается на 6 %. При дальнейшем увеличении до 80° коэффициент возрастает на 21 %.

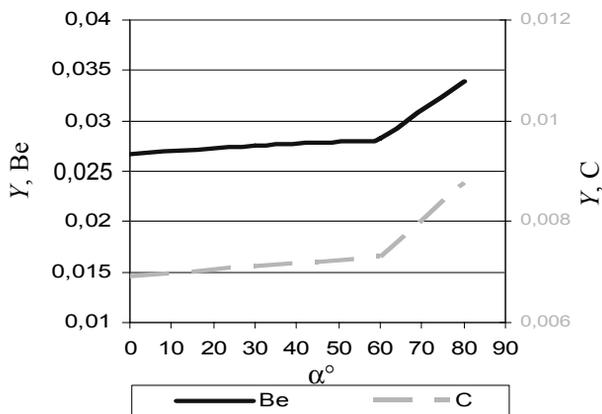


Рис. 11. Зависимость коэффициента распыления бериллия и углерода ионами водорода с $E = 140,6$ эВ от угла наклона магнитного поля

Влияние ионной температуры на эффекты в приповерхностном слое

Обычно при изучении приповерхностной области в расчетах электронная температура принимается равной ионной. В некоторых экспериментах [11] было обнаружено, что в дебаевском слое ионная температура превышает электронную в 2 раза. Поэтому обоснована задача исследования влияние этого эффекта на процессы в приповерхностной области.

Аналогично случаю равных температур, была получена аппроксимационная формула для расчета падения потенциала в приповерхностном слое при повышенной ионной температуре $T_i = 2T_e$:

$$\varphi(x) = |\varphi_0| \times \left[2 \cdot \left[-2,287 + \frac{0,964}{b} \frac{x}{r_d} - \frac{0,177}{b^2} \left(\frac{x}{r_d} \right)^2 + \frac{0,0154}{b^3} \left(\frac{x}{r_d} \right)^3 - \frac{5,125 \cdot 10^{-4}}{b^4} \left(\frac{x}{r_d} \right)^4 \right] - 1 \right], \quad (9)$$

$$\text{где } b = 0,6 - \left(\frac{kT_e c}{ev_i} \right) \frac{1}{Br_d \cdot 10} \ln(\cos(\alpha)).$$

Размерность расстояния – см, плотности плазмы – см^{-3} , температуры плазмы – эВ, напряженности магнитного поля – Э.

На рис. 12 проведено сравнение распределений в случае $T_i = T_e$ и $T_i = 2T_e$. Получили, что увеличение температуры ионов относительно температуры электронов ведет к уменьшению общего падения потенциала и сокращению ширины приповерхностной области. Действительно, так как при $T_i = 2T_e$ ионы становятся более энергетичными, чем при $T_i = T_e$, равенство ионного и электронного потоков на поверхности достигается при меньшем значении разности потенциалов.

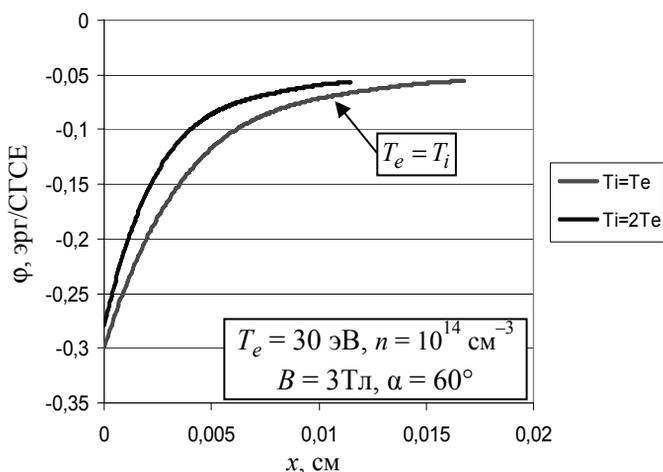


Рис. 12. Профили потенциала $T_i = T_e$ и $T_i = 2T_e$, рассчитанные по формулам (2) и (9) для $\alpha = 60^\circ$

Были проанализированы энергетические и угловые распределения падающих на поверхность ОПЭ электронов и ионов для случая $T_i = 2T_e$. Электрическое поле рассчитывалось по продифференцированной аппроксимационной формуле (9). Значение магнитного поля равно 3 Тл. Получено, что значения средних энергий и углов падения электронов в случае $T_i = 2T_e$ почти не изменились по сравнению с $T_i = T_e$. Поэтому, и коэффициент вторичной электронной эмиссии не изменился по сравнению со случаем равных температур. Количество долетающих электронов увеличилось в среднем на 25 %, так как задерживающая их разность потенциалов уменьшилась. Необходимо отметить, что хотя коэффициент вторичной электронной эмиссии не зависит от соотношения температур ионов и электронов, но интенсивность вторичной эмиссии будет больше в случае $T_i = 2T_e$, так как количество электронов, падающих на поверхность, увеличивается. По этой же причине более, чем на 20 %, увеличивается и тепловая нагрузка на поверхность ОПЭ от электронов.

Значение средней энергии падения ионов при $T_i = 2T_e$ увеличилось по сравнению со средней энергии в случае $T_i = T_e$. На рис. 13 построена зависимость среднего угла падения ионов от угла наклона магнитного поля. Аналогично случаю равных температур была получена зависимость и коэффициента распыления бериллия и углерода от угла наклона магнитного поля (рис. 14). Коэффициент увеличивается на 17 %. Диапазон изменения среднего угла падения и коэффициента распыления в случае повышенной ионной температуры меньше, чем в случае равных температур из-за уменьшения протяженности приповерхностной области.

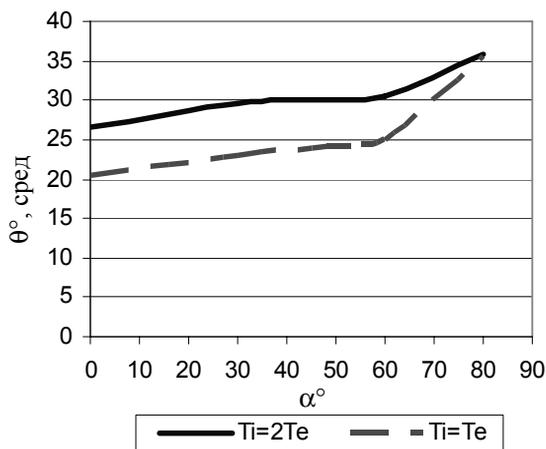


Рис. 13. Зависимость среднего угла падения ионов от угла наклона магнитного поля при $T_i = 2T_e$ и $T_i = T_e$

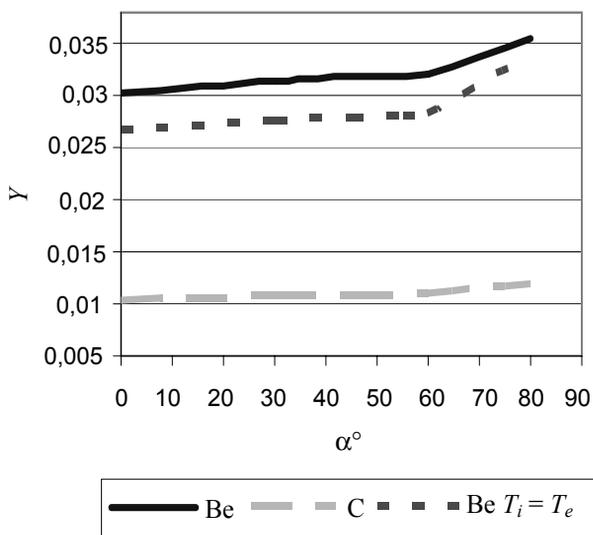


Рис. 14. Зависимость коэффициента распыления бериллия и углерода ионами водорода с $E = 190,7$ эВ от угла наклона магнитного поля при $T_i = 2T_e$

Заключение

В работе получена аппроксимационная функция распределения потенциала с учетом магнитного поля, которая описывает зависимость профиля потенциала от величины и угла наклона магнитного поля, а также от параметров плазмы. Рассчитаны энергетические и угловые распределения электронов и ионов при различных углах наклона магнитного поля. Получено, что значения средних энергий падения частиц слабо зависят от изменения угла магнитного поля, а средний угол падения заряженных частиц увеличивается при увеличении угла наклона магнитного поля. Используя значения средней энергии и углов падения электронов и ионов, были рассчитаны зависимости коэффициентов вторичной электрон-электронной эмиссии и распыления от угла наклона магнитного поля для разных материалов ОПЭ. Показано, что коэффициенты вторичной электронной эмиссии и распыления увеличиваются с ростом угла наклона магнитного поля.

Исследование влияния ионной температуры на процессы в приповерхностной области показало, что увеличение температуры ионов относительно температуры электронов ведет к уменьшению общего падения потенциала и сокращению ширины приповерхностной области. При увеличении угла наклона магнитного поля средний угол падения ионов и электронов увеличивается аналогично случаю равных температур электронов и ионов. Количество долетающих из плазмы до поверхности ОПЭ электронов увеличивается при повышенной ионной температуре $T_i = 2T_e$ в среднем на 25 % от количества

прилетающих электронов при $T_i = T_e$. Это приводит к увеличению тепловой нагрузки на поверхность ОПЭ от электронов более, чем на 20 %, и к увеличению интенсивности вторичной электронной эмиссии.

Полученные результаты могут быть использованы при моделировании потоков частиц на поверхность и от поверхности ОПЭ, что можно будет учесть при построении модели рециклинга в приповерхностной области ТЯР.

Список литературы

1. Stangeby P. C. The plasma boundary of magnetic fusion devices, Plasma physics series, 2000, IOP Publishing Ltd.
2. Chodura R. Plasma Flow in The Sheath and Presheath of a Scrape-Off Layer, Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion, 1986, Plenum, New York. P. 99–134.
3. Chodura R. Phys. Fluids 1982, 25(9), 1628.
4. Kawata J., Nishimura K., Harada A., Ohya K. Monte Carlo Simulation of Secondary Electron Emission From Plasma Facing Materials, Radiation Effects and Defects in Solid, 1996, OPA. Vol. 00. P. 1–13.
5. Inay K., Ohya K., Kawamura G., Tomita Y. Electron Velocity Disytribution at a Sheath Edge in the Presence of Secondary Electron Emission From a Metal Surface, Contrib. Plasma Phys. 50, 2010, N 3–5, 458–463.
6. Morozov D. Kh., Baranova E. O., Senichenkov I. Yu. Plasma Physics Reports, 2007, 33. P. 906.
7. Thomas E. W. «Particle induced electron emission» in Atomic and plasma-material interaction data for fusion, 1991, Vienna. Vol. 1. P. 79.
8. Ertl K., Behrisch R. «Electron emission from solid surface», in Physics of Plasma-Wall Interaction in Controlled Fusion, London, Plenum, New York, 1986. P. 515.
9. Sigmund P. «Theory of Sputtering. I. Sputtering Yield of Amorphous and Polycrystalline Targets», Physical Review, 1969. Vol. 184, N 2. P. 383–416.
10. Yamamura Y., Tawara H. «Energy Dependence of Ion Induced Sputtering Yields from Monatomic Solids at Normal Incidence», Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1996. Vol. 62. P. 149–253.
11. Matthews G. F., Pitts R. A., McCracken G. M., Stangeby P. C. Nucl. Fu- sion, 1991, 31 1495.