

818097392

НИИЭФА - Р - А - - 0447.

НИИЭФА П-А-0447

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ
им. Д.В.ЕФРЕМОВА



В.В. Дунаев, А.Г. Жиглинский, В.В. Кучинский,
И.П. Преснухина, Г.Л. Саксаганский,
Э.Н. Фафурина, П.А. Фелелов

РАСПЫЛЕНИЕ И ПЕРЕСТРОЙКА ПОВЕРХНОСТИ
МАТЕРИАЛОВ СЛОЖНОГО СОСТАВА
НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ИОНАМИ

ЛЕНИНГРАД 1980

А Н Н О Т А Ц И Я

Дунаев В.В., Египлинский А.Г., Кучинский В.В., Преснухина И.П., Саксаганский Г.Л., Фадурина Э.Н., Фелелов П.А. Распыление и перестройка поверхности материалов сложного состава низкоэнергетическими ионами. Препринт А-0447. Д., НИИЭФА, 1980, 15 стр., с ил., цена 9 коп.

В работе излагаются физические основы определения коэффициентов распыления в газовом разряде зондовым методом и результаты экспериментальных исследований. Приводится также теория изменения состава поверхности материала под действием низкоэнергетических ионов.

О Г Л А В Л Е Н И Е

	Стр.
В в е д е н и е	I
1. Физические основы определения коэффициентов распыления в газовом разряде зондовым методом	I
2. Результаты экспериментальных исследований коэффициентов распыления конструкционных материалов	4
Приложение. Теория перестройки поверхности сплава при бомбардировке ионами низких энергий	9
Л и т е р а т у р а	15

В В Е Д Е Н И Е

Потоки ионов водорода и гелия, бомбардирующих стенки разрядной камеры, лимитеров, диверторных каналов и коллекторных пластин в термоядерном реакторе-токамаке, будут содержать значительное число частиц с энергиями десятки и сотни электрон-вольт [1,2]. Поэтому вопрос о коэффициентах распыления конструкционных материалов ионами таких энергий, определяющих содержание примесей в плазме, является весьма актуальным. Большой интерес представляет также изучение изменений состава поверхности материала под действием бомбардирующих частиц.

К материалам, которые будут использоваться в конструкциях разрядных камер реакторов первого поколения, прежде всего относятся жаропрочные стали аустенитного класса, никелевые и титановые сплавы, а также неметаллические композиты, в том числе на основе углерода и кремния [3,4,5].

Данная работа посвящена экспериментальному и теоретическому исследованию процессов распыления и изменения состава поверхности некоторых из этих материалов, как правило, характеризующихся сложным составом.

1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ РАСПЫЛЕНИЯ В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ ЗОНДОВЫМ МЕТОДОМ

Для экспериментального определения коэффициентов распыления использовался зондовый метод [6,7,8]. Зонд помещался в распылительную камеру - полный катод из исследуемого материала, в которой зажигался разряд. Параметры разряда могут выбираться таким образом, чтобы распыление исследуемого материала проходило в условиях, приближенных к реакторным: поток ионов до 10^{18} ион/(см².с), энергетическая нагрузка на образец в импульсе до 30 Вт/см², концентрация дейтерия или гелия $10^{15} + 10^{16}$ см⁻³, энергия ионов 100-300 эВ. Основные достоинства зондового метода заключаются в том, что он обладает более высокой чувствительностью, чем известные методы, дает возможность определять коэффициенты распыления отдельных компонентов сложных материалов ("селективные" коэффициенты распыления), позволяет работать в широком диапазоне плотности ионных токов и исследовать коэффициенты распыления в области малых энергий ионов. Зондовый метод пригоден также для изучения изменений состава поверхности материалов под действием ионной бомбардировки.

Масса dM_i осевших на зонд за время dt атомов i -го компонента материала вычисляется по формуле $dM_i = n_i(t) \frac{V_i}{4} 2\pi r_z \ell_z \frac{m_0}{N_A} dt$, где $n_i(t)$ - концентрация атомов в окрестности зонда в момент времени t ; V_i - среднearифметическая скорость атомов i -го компонента в плазме разряда; $2\pi r_z \ell_z$ - площадь зонда; ℓ_z, r_z - длина и радиус зонда; m_0 - молекулярный вес изучаемого компонента; N_A - число Авогадро. Внесение зонда в плазму

приводит к уменьшению концентрации атомов металла вблизи зонда:

$n_i(t) = n_{oi}(t) - \delta n_i = n_{oi}(t) \left(1 - \frac{\delta n_i}{n_{oi}}\right)$, где n_{oi} - концентрация атомов i -го компонента в отсутствие зонда. Если известен поток атомов i -го компонента N_i , поступающих в плазму полого катода в результате распыления со стенки, то n_{oi} и отношение $\delta n_i/n_{oi}$ могут быть получены из решения стационарного уравнения диффузии [6, 7]

$$n_{oi}(t) = N_i(t) \left[\frac{4}{U_{ix}} + R_K \int_{R_0}^{R_K} \frac{dz}{z D_i(z)} \right], \quad \frac{\delta n_i}{n_{oi}} \approx \frac{z_i U_{iz}}{4} \int_{z_i}^{R_K} \frac{dz}{z D_i(z)}, \quad (1)$$

где R_K - радиус полого катода; $R_K - R_0$ - расстояние от поверхности исследуемого образца, на котором релаксирует энергия распыленных атомов; z - текущий радиус, U_{ix}, U_{iz} - среднеарифметическая скорость атомов в плазме в окрестности стенки катода и в окрестности зонда соответственно. Для расчета необходимо знать U_i и $D_i(z)$ (коэффициент диффузии), зависящие от распределения газовой температуры T в распылительной камере. Величина T на оси разряда измерялась интерферометрически с ошибкой $\approx 3\%$, а распределение $T(z)$ рассчитывалось путем решения нелинейного уравнения теплопроводности. Значение R_0 получено методом Монте-Карло. Применяя формулы (1) для вычисления массы осевших на зонд за время $t_2 - t_1$ атомов, получим

$$M_i = \frac{\pi z_i \ell_c U_{iz} m_{oi}}{2 N_A} \left(\frac{4}{U_{ix}} + R_K \int_{R_0}^{R_K} \frac{dz}{z D_i(z)} \right) \left(1 - \frac{z_i U_{iz}}{4} \int_{z_i}^{R_K} \frac{dz}{z D_i(z)} \right) \int_{t_1}^{t_2} N_i(t) dt \quad (2)$$

Коэффициент прилипания атомов к зонду принимается во всех расчетах равным 1. Величина поправки $\delta n_i/n_{oi}$ небольшая и не зависит от времени, ее поведение при различных значениях параметров разряда исследовано в работе [8]. Коэффициент распыления, усредненный по времени напыления $\Delta t = t_2 - t_1$, определяется равенством

$$S_i = \frac{1}{\Delta t N_u} \int_{t_1}^{t_2} N_i(t) dt \quad (3)$$

Принимая во внимание, что ионный поток $N_u = \frac{I}{e} \cdot \frac{1}{2\pi R_K \ell_c}$ (где I - разрядный ток; e - заряд электрона, ℓ_c - длина полого катода), из формул (2) и (3) получаем выражение для определения коэффициента распыления в разряде \tilde{S}_i по экспериментально измеренному значению массы напыленного на зонд вещества:

$$\tilde{J}_i = \frac{2M_i N_0}{m_i v_{i0} z_i \rho a t} \frac{1}{\frac{I}{t} e \left(\frac{2}{v_{i0} R_x} + \frac{1}{2} \int_{z_0}^{\infty} \frac{dz}{z D_i(z)} \right) \left(1 - \frac{z_0 v_{i0}}{4} \int_{z_0}^{\infty} \frac{dz}{z D_i(z)} \right)} \quad (4)$$

При выводе формулы для \tilde{J}_i учитывалась так называемая обратная диффузия [9], т.е. диффузионный возврат распыленных атомов на распыляемую поверхность. Тем не менее коэффициент \tilde{J}_i , определяемый нашим методом, все же меньше истинного коэффициента распыления J_i . Различие \tilde{J}_i и J_i связано с атомами, которые были распылены с поверхности, но вернулись на нее раньше, чем их энергия релаксировала до уровня тепловой и они начали перемещаться диффузионным образом. Расчет методом Монте-Карло показал, что в наших условиях различие между \tilde{J}_i и истинным J_i - коэффициентом распыления не превышает 10%.

Если пытаться связать величину коэффициента распыления J_i , получаемого изложенным выше методом, с составом поверхностного слоя материала (см. приложение), то необходимо учесть поверхностную концентрацию атомов i -го компонента материала $\gamma_i(\xi, t)$, где ξ - эффективное расстояние от поверхности материала. Метод выбора координаты ξ , показанный на рис. I, позволяет считать число атомов всех компонентов материала на единицу поверхности одним и тем же с изменением глубины: $\sum_{i=1}^n \gamma_i(\xi, t) = \gamma_0 = \text{const}$

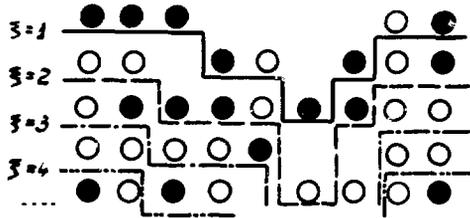


Рис. I.

Поток поступивших в плазму с глубины от ξ до $\xi+d\xi$ атомов i -го компонента материала описывается формулой $dN_i(t, \xi) = W_i(\xi) \gamma_i(\xi, t) d\xi$, где $W_i(\xi)$ - вероятность выбивания в плазму атома i -го компонента с глубины ξ . Величина $W_i(\xi)$ определяется средним по глубине сечением распыления атомов данного компонента σ_i и распределением по глубине бомбардирующей стенку ионного потока $N_0 f(\xi)$: $W_i(\xi) = N_0 \sigma_i f(\xi)$. Для потока распыленных атомов i -го компонента в принятых обозначениях получаем

$$N_i(t) = N_0 \sigma_i \int f(\xi) \gamma_i(\xi, t) d\xi, \quad (5)$$

Коэффициент распыления i -го компонента сплава из формул (3) и (5) равен

$$S_i = \frac{\sigma_i}{\Delta t} \int_0^{\infty} \int f(\xi) z_i(\xi, t) d\xi dt. \quad (6)$$

Обычно экспериментальное определение S_i производится за время, значительно превышающее длительность установления в системе плазма - твердое тело равновесного состояния, так что $z_i(\xi, t) = z_i(\xi, t) \Big|_{t \rightarrow \infty} \equiv z_i(\xi)$. В этом случае

$$S_i = \sigma_i \int_0^{\infty} f(\xi) z_i(\xi) d\xi \quad (7)$$

Если при распылении перестройка поверхности не происходит (например, при распылении чистого металла или когда компоненты сплава имеют близкие коэффициенты распыления), то $z_i(\xi) = z_{oi}$ - величине поверхностной концентрации i -го компонента в исходном сплаве и $S_i = \sigma_i z_{oi} = S_{oi} \rho_{oi}$, ($S_{oi} \equiv \sigma_i z_{oi}$) где $\rho_{oi} \equiv z_{oi}/z_o$, $z_o = \sum_{i=1}^n z_{oi}$ - полное число всех атомов на единицу площади монослоя. Величина ρ_{oi} характеризует относительное содержание атомов i -го компонента в материале, $S_{oi} = \sigma_i z_o$ - коэффициент распыления атомов i -го сорта. Формулы (4)-(7) позволяют рассчитать селективные коэффициенты распыления по массе осевших на зонде атомов M_i , а также оценить влияние распределения атомов по глубине приповерхностного слоя на распыление материала.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ КОЭФФИЦИЕНТОВ РАСПЫЛЕНИЯ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

Определение S_i проводилось с помощью формулы (4) при следующих условиях эксперимента: $n_{e0} \approx n_{a0} = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $j = 10 \div 40 \text{ мА/см}^2$, $\delta n_i/n_{e0} \leq 0.1$, энергия ионов $E_i \approx 300 \text{ эВ}$. В этом диапазоне плотностей тока зависимости коэффициента распыления от плотности тока не наблюдалось [6], что, как известно, свидетельствует о чистоте исследуемой поверхности. Среднеквадратичная ошибка определения S_i не превосходила 20% и была обусловлена в основном погрешностью спектроаналитического определения осевшего на зонде материала.

Результаты определения коэффициентов распыления основных компонентов конструкционных материалов приведены в табл.1-3. В этих таблицах приведены также суммарные коэффициенты распыления материалов. На основании анализа приведенных данных можно сделать заключение, что описанный метод определения S_i дает возможность измерить коэффициенты распыления основных компонентов многих конструкционных материалов. Различие между селективными коэффициентами распыления компонента, входящего в разные материалы, может быть обусловлено как различным его содержанием, так и струк-

Таблица 1

Селективные коэффициенты распыления основных компонентов боросилицированного графита ВСТ-30 в дейтерии и гелии

Мишень	Химич. состав	Параметр	Основные компоненты материала мишени			Σ
			C	S_i	B	
ВСТ-30 (распыление в дейтериевой плазме)	~ 72% C ~ 25% S_i	\tilde{S}_i	$3,7 \cdot 10^{-2}$	$3,4 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-3}$	$7,2 \cdot 10^{-2}$
		$\tilde{S}_i 100\%$	$4,4 \cdot 10^{-2}$	$2,8 \cdot 10^{-1}$	$3,5 \cdot 10^{-2}$	-
		$\tilde{S}_i Z_i^2$	1,0	6,7	0,04	8,0
ВСТ-30 (распыление в гелиевой плазме)	~ 3% B	\tilde{S}_i	$6 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$1,7 \cdot 10^{-2}$
		$\tilde{S}_i 100\%$	$7 \cdot 10^{-3}$	$8,3 \cdot 10^{-2}$	$2,5 \cdot 10^{-2}$	-
		$\tilde{S}_i Z_i^2$	0,22	2,0	0,03	2,2

Таблица 2

Селективные коэффициенты распыления титана в дейтерии

Мишень	Химический состав	Параметр	Основной компонент материала мишени
			T_i
T_i	~ 100%	\tilde{S}_i	$5,7 \cdot 10^{-3}$
		$\tilde{S}_i 100\%$	$5,7 \cdot 10^{-3}$
		$\tilde{S}_i Z_i^2$	2,8
ИТ-3В	~ 93% T_i ~ 5% Al ~ 2% V	\tilde{S}_i	$6,3 \cdot 10^{-3}$
		$\tilde{S}_i 100\%$	$6,8 \cdot 10^{-3}$
		$\tilde{S}_i Z_i^2$	3,0
ИТ-7М	~ 95% T_i ~ 2% Al ~ 2% Zr S_i, O, N	\tilde{S}_i	$1,9 \cdot 10^{-2}$
		$\tilde{S}_i 100\%$	$2,0 \cdot 10^{-2}$
		$\tilde{S}_i Z_i^2$	9,2

Таблица 3

Селективные коэффициенты распыления чистых металлов
и основных компонентов нержавеющей стали (*), сплавов на
железоникелевой и никелевой основах

Мишень	Химич. состав	Параметр	Основные компоненты материала мишени			Σ	Примечание
			Ni	Cr	Fe		
I	2	3	4	5	6	7	8
Fe	~100%	$\tilde{I}_{100\%}$ \tilde{I}_{Z^2}	-	-	$7,6 \cdot 10^{-2}$ 51	$7,6 \cdot 10^{-2}$ 51	Распыление в дейтериевой плазме
Ni	~100%	$\tilde{I}_{100\%}$ \tilde{I}_{Z^2}	$8,3 \cdot 10^{-2}$ 65	-	-	$8,3 \cdot 10^{-2}$ 65	"-
X18H10T*	~70% Fe ~10% Ni ~18% Cr Si, Ti, C, Mn	\tilde{I}_{Ni} $\tilde{I}_{100\%}$ \tilde{I}_{Z^2}	$7,5 \cdot 10^{-3}$ $7,5 \cdot 10^{-2}$ 6	$1,4 \cdot 10^{-2}$ $8,0 \cdot 10^{-2}$ 9	$5,4 \cdot 10^{-2}$ $7,4 \cdot 10^{-2}$ 36	$7,6 \cdot 10^{-2}$ 51	"-
XH38BT	~40% Fe ~37% Ni ~21% Cr Si, C, Mn, W, Ti, Al	\tilde{I}_{Ni} $\tilde{I}_{100\%}$ \tilde{I}_{Z^2}	$2,3 \cdot 10^{-2}$ $6,1 \cdot 10^{-2}$ 18	$1,7 \cdot 10^{-2}$ $8,4 \cdot 10^{-2}$ 12	$3,4 \cdot 10^{-2}$ $6,4 \cdot 10^{-2}$ 23	$7,4 \cdot 10^{-2}$ 53	"-
XH70Ю	~57% Ni ~28% Cr Fe, Al, Si, C, Mn, B, Co	\tilde{I}_{Ni} $\tilde{I}_{100\%}$ \tilde{I}_{Z^2}	$2,4 \cdot 10^{-2}$ $2,6 \cdot 10^{-2}$ 12	$6,0 \cdot 10^{-3}$ $2,6 \cdot 10^{-2}$ 12	-	$2,0 \cdot 10^{-2}$ 16	"-
XH78T	~78% Ni ~20% Cr Fe, Al, Si, S, P, C, Ti	\tilde{I}_{Ni} $\tilde{I}_{100\%}$ \tilde{I}_{Z^2}	$1,9 \cdot 10^{-2}$ $2,5 \cdot 10^{-2}$ 15	$5,1 \cdot 10^{-3}$ $2,5 \cdot 10^{-2}$ 3	-	$2,4 \cdot 10^{-2}$ 18	"-

Продолжение табл.3

1	2	3	4	5	6	7	8
XH75MBTЮ	~ 75% Ni ~ 21% Cr Fe, Mn, Ti, Al, Mo	\tilde{S}_i $\tilde{S}_i^{100\%}$ $\tilde{S}_i Z_i^2$	3,1.10 ⁻² 4,0.10 ⁻² 24	6,2.10 ⁻³ 3,0.10 ⁻² 4	-	3,7.10 ⁻² 28	Распы- ление в дей- терие- вой плазме
XH75MBTЮ	~ 75% Ni ~ 21% Cr Fe, Mn, Ti, Al, Mo	\tilde{S}_i $\tilde{S}_i^{100\%}$ $\tilde{S}_i Z_i^2$	4,7.10 ⁻² 6,3.10 ⁻² 37	2,3.10 ⁻² 1,1.10 ⁻¹ 13	-	7,0.10 ⁻² 50	Распы- ление в ге- лиево- й плазме

турой материала. Чтобы иметь возможность разделить эти эффекты, в таблицах рассчитаны величины $\tilde{S}_i^{100\%}$. С их помощью можно сравнить - насколько отличался бы коэффициент распыления компонента в разных материалах, если бы его концентрация в этих материалах было одна и та же и составляла 100%. В таблицах рассчитаны также произведения $\tilde{S}_i Z_i^2$ (где Z_i - заряд ядра), характеризующие вклад распыленного компонента в излучательные потери высокотемпературной плазмы.

В табл.1 приведены селективные коэффициенты распыления основных компонентов (C, Si, B) боросилицированного графита БСТ-30 в гелии и дейтерии. Видно, что распыление этого материала в дейтерии выше. Для чистого углерода при более высоких температурах (300-400°C) в работах [10, 11, 12] найдено существенное увеличение распыления в дейтерии, объясняющееся химическим распылением.

В табл.2 приведены данные по распылению титана в дейтерии. Из сравнения табл.2 с табл.3 видно, что произведение $\tilde{S}_i Z_i^2$ у титана и его сплавов минимально. Особенно малыми значениями параметра $\tilde{S}_i Z_i^2$ отличаются чистый титан и сплав ПТ-3В. Из табл.2 и 3 также следует, что коэффициенты распыления чистых металлов могут значительно отличаться от коэффициентов распыления этих же металлов в составе сплавов. Так, например, $\tilde{S}_i^{100\%}$ титана в сплаве ПТ-7М примерно в три раза больше, чем чистого титана, хотя в этом сплаве содержание титана составляет 95% (см. табл.2). Аналогично (см. табл.3) распыление никеля в сплаве ХН7ЮЮ более чем в четыре раза уменьшается по сравнению с чистым никелем. С другой стороны, из табл.3 следует, что близкие друг другу коэффициенты распыления $\tilde{S}_i^{100\%}$

никеля и железа остаются близкими и при их распылении в сплавах. Из литературы [10] известно, что мало отличаются также коэффициенты распыления чистых никеля и хрома. В изученных нами сплавах это свойство для $S_{100\%}$ сохраняется. Отличие же S_i никеля и хрома объясняется в основном их разницей концентрациями в сплаве и не связано со структурой последнего. Таким образом, можно сделать вывод, что для исследованных сплавов при распылении в дейтерии абсолютные значения коэффициентов распыления элементов в составе сплавов могут изменяться, а относительные сохраняются. По критерию радиационных потерь плазмы сплавы на никелевой основе при распылении ионами низких энергий в дейтерии имеют преимущество по сравнению с нержавеющей сталью ИСН10Т и сплавом на железоникелевой основе ИЖЗВТ.

Полученные коэффициенты распыления дают количественное представление об относительных величинах S_i для различных компонентов исследуемого материала и об относительной перспективности различных материалов по критерию радиационных потерь. Для получения абсолютных значений S_i в условиях реального реактора-токамака следует делать перерасчет S_i , связанный с различием функций распределения ионов по энергиям и массового состава ионного потока в реакторе-токамаке и в применявшейся распылительной камере. Для этого необходимо провести дополнительные исследования по определению распределения ионов по энергиям вблизи первой стенки, коллекторных пластин и др. элементов реактора. Пользуясь результатами работы [13], можно считать, что поверхность материала в наших условиях распыляется в основном ионами, имеющими энергию ≈ 300 эВ. В дейтерии это по преимуществу ионы D_2^+ .

Из приведенных выше формул (5)-(7) следует, что на величину коэффициента распыления компонента сплава влияет изменение состава приповерхностного слоя, вызванное бомбардировкой ионами плазмы. В приложении к данной работе предлагается полуфеноменологическая теория перестройки поверхности под действием ионов низких энергий, позволяющая рассчитать изменение состава поверхности при распылении и соответствующее ему изменение коэффициентов распыления отдельных компонентов сплавов. Показано, что в закрытом разряде поверхность обогащается атомами легкораспыляемого компонента, что увеличивает суммарный коэффициент распыления соответственно излучательные потери плазмы.

П Р И Л О Ж Е Н И Е

ТЕОРИЯ ПЕРЕСТРОЙКИ ПОВЕРХНОСТИ СПЛАВА ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ
ИОНАМИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ

В.В. Дунаев, А.Г. Егилников, В.В. Кучинский

Изменение состава поверхности сплава в результате ионной
бомбардировки в открытом разряде.

В результате взаимодействия плазмы с поверхностью сплава происходит изменение состава его приповерхностного слоя. Ниже будет рассмотрен процесс перестройки поверхности с точки зрения влияния его на величину коэффициента распыления каждого из компонентов сплава. Мы будем предполагать, что распыление атомов идет только из нескольких первых атомных слоев и выбиваемый атом попадает непосредственно в плазму. В разряде "открытого" типа все атомы, покинувшие поверхность при распылении, лишены возможности вернуться на стенку. В противоположном предельном случае "закрытого" разряда все атомы, распыленные в объем, занимаемый газовым разрядом, обязательно возвращаются на стенку.

Формулы (6)-(8), описывающие связь коэффициента распыления α_i с относительной концентрацией атомов i -го компонента в сплаве

$\rho_i(f, t) \equiv z_i(f, t)/z_0$, приведены в разд. I. Выбор системы координат показан на рис. I

Уравнение для расчета переноса атомов должно включать в себя величину потока частиц, уходящих за счет распыления в плазму с вероятностью выбивания атома i -го компонента $W_i(f)$. Величина $W_i(f)$ определяется средним по глубине сечением распыления O_i и распределением по f ионного потока $N_i(f)$: $W_i(f) \equiv N_i O_i f(f)$. На месте распыленных атомов в слое теперь окажутся атомы, располагавшиеся в нижележащем атомном слое (см. рис. I). Для двухкомпонентного сплава, который для краткости изложения мы будем рассматривать в дальнейшем, изменение принадлежности атомов первоначальному слою может быть охарактеризовано величиной потока

$[W_1(f)z_1(f, t) + W_2(f)z_2(f, t)] \rho_i(f, t)$, где $W_1(f)z_1(f, t) + W_2(f)z_2(f, t)$ есть полное число вакансий, образовавшихся в слое с координатой f за счет распыления. Изменение положения атома по глубине в принятой системе координат зависит и от распыления атомов сплава из вышележащих (по отношению к рассматриваемому) слоев, за счет чего граница твердого тела ($f = 0$) приближается к рассматриваемому атому. Число атомов i -го компонента

полюса, переходящих в единицу времени за счет этого процесса в вышележащий слой, составит величину $\tau_i G(\xi-1, t) p_i(\xi, t)$, где $G(\xi-1, t) \equiv \int [w_1(\xi) p_1(\xi, t) + w_2(\xi) p_2(\xi, t)] d\xi$. Вместо ушедших атомов в слое ξ теперь будут атомы из нижележащего слоя, поток которых равен: $\tau_i G(\xi-1, t) p_i(\xi+1, t)$. Таким образом, изменение во времени относительной концентрации i -го компонента может быть описано уравнением

$$\frac{\partial p_i(\xi, t)}{\partial t} = -w_i(\xi) p_i(\xi, t) + [w_1(\xi) p_1(\xi, t) + w_2(\xi) p_2(\xi, t)] p_i(\xi+1, t) - G(\xi-1, t) p_i(\xi, t) + G(\xi-1, t) p_i(\xi+1, t) \quad (\text{П.1})$$

При написании этого уравнения мы разделили каждый из написанных выше членов на величину $\tau = \tau_1(\xi, t) + \tau_2(\xi, t) + \tau_3$. Разлагая $p_i(\xi+1, t)$ в ряд Тейлора по ξ и ограничиваясь первым членом разложения $p_i(\xi+1, t) = p_i(\xi, t) + \frac{\partial p_i(\xi, t)}{\partial \xi}$, получаем для относительной плотности $p_i(\xi, t)$ интегродифференциальное уравнение в частных производных:

$$- [w_1(\xi) - w_2(\xi)] p_i(\xi, t) (1 - p_i(\xi, t)) + G(\xi) \frac{\partial p_i(\xi, t)}{\partial \xi} = \frac{\partial p_i(\xi, t)}{\partial t} \quad (\text{П.2})$$

(i, j = 1, 2, i \neq j)

Точное решение этого уравнения позволяет получить зависимость $p_i(\xi, t)$ от ξ, t в неявном виде. На практике представляет интерес стационарный случай $\frac{\partial p_i(\xi, t)}{\partial t} = 0$, который легко исследовать, если из требования соответствия точному решению положить, что $\frac{\partial p_i(\xi, t)}{\partial \xi} = \frac{1}{\xi} \psi(\xi)$, где $\psi(\xi) \equiv \int^{\xi} [w_1(\xi') - w_2(\xi')] d\xi'$, а $\tau = \frac{1}{N_0} \left(\frac{p_{01}}{c_1} + \frac{p_{02}}{c_2} \right)$. Уравнение (П.2) принимает тогда следующий вид:

$$- \frac{\partial \psi(\xi)}{\partial \xi} N_0 (c_1 - c_2) p_i(\xi) [1 - p_i(\xi)] - \frac{1}{\xi} \psi(\xi) \frac{\partial p_i(\xi)}{\partial \xi} = 0, \quad (\text{П.3})$$

где $p_i(\xi) \equiv p_i(\xi, t)_{t \rightarrow \infty}$. Решения этого уравнения, переходящие на глубине перестройки x в значение p_{0i} - относительной концентрации i -го компонента в исходном сплаве, даются формулами

$$p_1(\xi) = \begin{cases} \left[1 + \frac{p_{02}}{p_{01}} \left(\frac{\psi(\xi)}{\psi(x)} \right)^4 \right]^{-1/4} & \text{при } \xi < x \\ p_{01} & \text{при } \xi \geq x \end{cases}; \quad p_2(\xi) = \begin{cases} \left[1 + \frac{p_{01}}{p_{02}} \left(\frac{\psi(\xi)}{\psi(x)} \right)^4 \right]^{-1/4} & \text{при } \xi < x \\ p_{02} & \text{при } \xi \geq x \end{cases} \quad (\text{П.4})$$

Если считать, что компонент с номером $i=1$ является легкораспыляемым, т.е. $\sigma_1 > \sigma_2$, то параметр $q > 0$ и определяется равенством

$$q = N_1 \tau (\sigma_1 - \sigma_2) = \left(\frac{\sigma_1}{\sigma_2} - 1 \right) \left(\frac{\sigma_1}{\sigma_1} p_{c1} + p_{c2} \right). \quad (\text{П.5})$$

При конкретных расчетах можно считать, что отношение сечений σ_1 и σ_2 слабо зависит от состава сплава и равно отношению соответствующих коэффициентов распыления $\frac{\sigma_1}{\sigma_2} \approx \frac{d_{c1}}{d_{c2}}$ для чистых металлов (см. табл.3). Первый атомный слой в выбранных нами координатах ограничен $\xi = 1$. Из физических соображений очевидно, что функция $\Psi(\xi) = \int_0^\xi f(\xi') d\xi'$ растет с ростом ξ , так что $\Psi(2) > \Psi(1)$ и из формул (П.4) следует неравенства: $p_1(\xi) < p_{c1}$; $p_2(\xi) < p_{c2}$. Таким образом, в открытом разряде при наличии перестройки под действием ионной бомбардировки происходит обогащение поверхности атомами труднораспыляемого компонента $p_2(\xi)$.

Приведем вид функции $\Psi(\xi)$ для некоторых возможных закономерностей убывания распыляющей способности ионного потока:

$$\Psi(\xi) = 1 - e^{-\beta_1 \xi} \quad \text{при } f(\xi) = \beta_1 e^{-\beta_1 \xi}; \quad (\text{П.6})$$

$$\Psi(\xi) = \Phi(\beta_2 \xi) \quad \text{при } f(\xi) = \frac{2\beta_2}{\sqrt{\pi}} e^{-\beta_2^2 \xi^2}; \quad (\text{П.7})$$

$$\Psi(\xi) = \frac{1}{\beta_3} \ln(1 + \beta_3 \xi) \quad \text{при } f(\xi) = 1 / (\beta_3 + \xi); \quad (\text{П.8})$$

Параметры $\beta_i \equiv h_i / H_i$, где h_i - межатомное расстояние; H_i - характерное расстояние, на котором убывает распыляющая способность ионного потока $\Phi(\beta_2 \xi)$ - интеграл вероятности. На рис. П.1 приведено в качестве примера отношение концентрации труднораспыляемого компонента после перестройки в стационарном открытом разряде к его концентрации в исходном сплаве $p_2(\xi) / p_{c2}$

при различных законах изменения $f(\xi)$: 1) $f(\xi) = 2\beta_1 e^{-\beta_1 \xi}$ (рис. П.1, а), где $\beta_1 = \frac{1}{3\sqrt{e}}$, и 2) $f(\xi) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-\beta_2^2 \xi^2}$ (рис. П.1, б), где $\beta_2 = \frac{1}{3}$, и различном выборе p_{c2} и величины отношения коэффициентов распыления компонентов сплава $\left(\frac{\sigma_1}{\sigma_2} \approx \frac{d_{c1}}{d_{c2}} \right)$. Кривые 1 на рис. П.1, а, б соответствует $p_{c1} = 0,65$, $\frac{d_{c1}}{d_{c2}} = 5$ кривые 2 - $p_{c1} = 0,001$, $\frac{d_{c1}}{d_{c2}} = 10$, 3 - $p_{c1} = 0,65$, $\frac{d_{c1}}{d_{c2}} = 5$; 4 - $p_{c1} = 0,65$, $\frac{d_{c1}}{d_{c2}} = 10$

Из рис. П.1 видно, что наличие перестройки может привести к существенному обогащению поверхности атомами труднораспыляемого компонента, а сравнен кривых рис. П.1, а и П.1, б показывает, что ход концентрации слабо зависит от выбора конкретного вида функции $f(\xi)$.

а

б

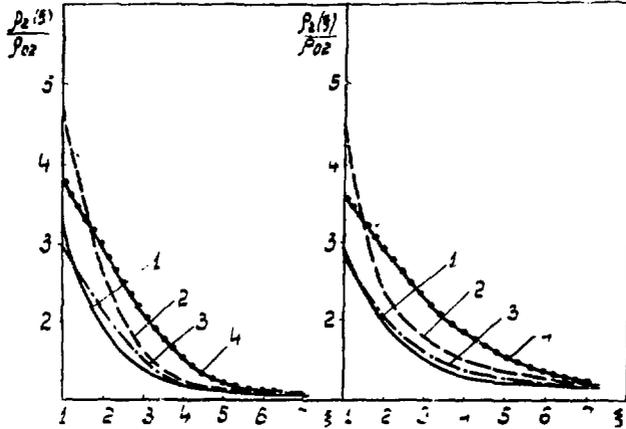


Рис. П. I.

Из уравнения (П.2) можно получить, что S_1 и S_2 не зависят от выбора вида $f(\xi)$ (при естественном условии $\psi(\xi)/\xi \rightarrow 1$):

$$S_1 = S_{10} \left[1 + \frac{p_{20}}{p_{02}} \frac{S_{20}}{S_{10}} \right]^{-1}, \quad S_2 = S_{20} \left[1 + \frac{p_{10}}{p_{02}} \frac{S_{10}}{S_{20}} \right]^{-1}. \quad (\text{П.9})$$

Очевидно, что в стационарном открытом разряде отношение S_1/S_2 должно равняться отношению концентраций компонентов в исходном сплаве. Из формул (П.9) действительно следует равенство $\frac{S_1}{S_2} = \frac{p_{20}}{p_{10}}$, что подтверждает правильность проведенных выше расчетов. Отношение числа атомов трудно-распыляемого компонента, поступающих в плазму в открытом разряде N_2' с перестроенной поверхности, к числу распыленных атомов, рассчитанному без учета перестройки N_{20} , дается выражением, вытекающим из (П.9):

$$N_2'/N_{20} = \left[1 + \left(\frac{p_{20}}{p_{02}} \right) \left(\frac{S_{20}}{S_{10}} \right) \right]^{-1}. \quad (\text{П.10})$$

При $S_{20}/S_{10} = 2.5$ и $p_{20} = 0.95$, $p_{02} = 0.05$ получим $N_2'/N_{20} = 2.32$; распыление же легко-распыляемого компонента при этом уменьшается всего в 10^6 раз. Параметр $\beta = h/H$, определяющий глубину H , на которой (при экспоненциальном характере $f(\xi) = \beta e^{-\beta \xi}$) распыление уменьшается в e раз, можно получить, если для перестроенной приповерхностной области сплава изменить отношение $p_1(\xi)/p_2(\xi)$ в близкой к поверхности точке ξ_0 :

$$\beta = \ln \left(1 + \frac{p_1(\xi_0)/p_2(\xi_0)}{p_{02}} \right).$$

Изменение состава поверхности сплава в результате ионной бомбардировки в закрытом разряде

Уравнения, описывающие изменение относительной плотности атомов i -го компонента, по сравнению с уравнением (П.1) для открытого разряда дополняются двумя слагаемыми, связанными с описанием возвращения атомов из плазмы на поверхность сплава. За счет такого прихода атомов "переходят" из слоя (ξ) в лежащий глубже слой (с координатой $\xi+1$) атомы рассматриваемого компонента, что приводит к появлению в уравнении члена $2G(\xi, t) p_i(\xi, t)$, а на их месте оказываются атомы из слоя. Таким образом, уравнения для $p_i(\xi, t)$ в закрытом разряде будут иметь вид

$$\frac{\partial p_i(\xi, t)}{\partial t} = -w_i(\xi) p_i(\xi, t) + [w_i(\xi) p_i(\xi, t) + w_{i+1}(\xi) p_{i+1}(\xi, t)] p_i(\xi+1, t) - G(\xi-1, t) p_i(\xi, t) + G(\xi+1, t) p_i(\xi+1, t) - G(\xi, t) \Big|_{\xi \rightarrow \infty} p_i(\xi, t) + G(\xi, t) \Big|_{\xi \rightarrow -\infty} p_i(\xi-1, t). \quad (\text{П.11})$$

Применяя разложение в ряд $p_i(\xi+1, t) = p_i(\xi, t) + \frac{\partial p_i(\xi, t)}{\partial \xi}$ получаем

$$\frac{\partial p_i(\xi, t)}{\partial t} = [w_i(\xi) - w_{i+1}(\xi)] p_i(\xi, t) [1 - p_i(\xi, t)] - [G(\xi, t) \Big|_{\xi \rightarrow \infty} - G(\xi, t) \Big|_{\xi \rightarrow -\infty}] \frac{\partial p_i(\xi, t)}{\partial \xi}. \quad (\text{П.12})$$

($i \neq j$)

Для стационарного случая в этом уравнении величину $G(\xi, t) - G(\xi, t) \Big|_{\xi \rightarrow -\infty} < 0$ можно заменить (исходя из соответствия с точным решением) на $\frac{1}{2} [v_{i+1} \Big|_{\xi \rightarrow \infty} - v_i(\xi)]$:

$$\frac{\partial v_i(\xi)}{\partial \xi} N_i (O_1 - O_2) p_i(\xi, t) \Big|_{\xi \rightarrow \infty} [1 - p_i(\xi, t)] \Big|_{\xi \rightarrow \infty} + \frac{1}{2} [v_{i+1} - v_i(\xi)] \frac{\partial p_i(\xi, t)}{\partial \xi} \Big|_{\xi \rightarrow \infty} = 0, \quad \text{где } v_{i+1} = v_i \Big|_{\xi \rightarrow \infty}. \quad (\text{П.13})$$

Решения этого уравнения, удовлетворяющие граничному условию $p_i(x) = p_{oi}$, имеют вид

$$p_1(\xi) = \begin{cases} \left[1 + \frac{p_{o2}}{p_{o1}} \left(\frac{v_{o2} - v(\xi)}{v_{o2} - v(\xi)} \right) \right]^{-1}, & \xi < x \\ p_{o1} & , \xi \geq x \end{cases}; \quad p_2(\xi) = \begin{cases} \left[1 + \frac{p_{o1}}{p_{o2}} \left(\frac{v_{o1} - v(\xi)}{v_{o1} - v(\xi)} \right) \right]^{-1}, & \xi < x \\ p_{o2} & , \xi \geq x. \end{cases} \quad (\text{П.14})$$

Считая по-прежнему $C_1 > C_2$ и принимая во внимание, что $\varphi_0 = 1 - \varphi(x) > \varphi(x)$, $\varphi > 0$, получаем для закрытого разряда неравенства $\rho_1(x) > \rho_2$; $\rho_1(x) < \rho_{02}$ при $x < x_0$. Формулы (П.14) позволяют вычислить отношение коэффициентов распыления легкораспыляемого и труднораспыляемого компонентов в закрытом разряде:

$$\frac{S_1}{S_2} = \frac{S_{20} \left[\int_0^{\infty} [1-\varphi]^q d\varphi \right]}{S_{20} \left[\int_0^{\infty} \rho_2 [1-\varphi]^q + \rho_1 [1-\varphi(x)]^q d\varphi \right]} \left[\int_0^{\infty} [1-\varphi(x)]^q d\varphi \right]^{-1} \quad (\text{П.15})$$

Интегралы в этой формуле легко берутся при $q = 1, 2, 3, 4$. Из рис. П. 2 можно увидеть, насколько увеличение содержания легкораспыляемого компонента на поверхности сплава повышает величину отношения коэффициентов распыления в плазме закрытого разряда S_1/S_2 по сравнению с этой же величиной \bar{S}_1/\bar{S}_2 в отсутствие перестройки. На рис. П. 2 отношение $\left(\frac{S_1/S_2}{\bar{S}_1/\bar{S}_2} \right)$ дано как функция отношения коэффициентов распыления чистых металлов S_{10}/S_{20} при различном выборе концентрации легкораспыляемого компонента в исходном сплаве (кривая 1 - $\rho_{01} = 0.05$; 2 - $\rho_{01} = 0.25$; 3 - $\rho_{01} = 0.50$). Кривые рассчитаны для значения параметра $\beta x = \frac{Q}{H} = 2.5$, где Q - глубина перестройки.

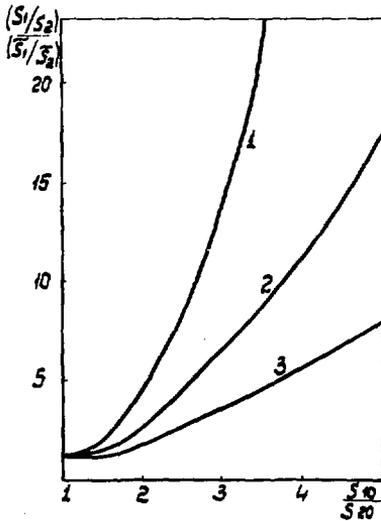


Рис. П. 2.
расположенной вблизи поверхности:

Как видно из рисунка, в некоторых случаях за счет перестройки может происходить очень сильное увеличение распыления легкораспыляемого компонента.

Таким образом, в разряде закрытого типа происходит обогащение поверхности атомами легкораспыляемого компонента. Это обстоятельство может оказаться чрезвычайно неудобным: при наличии в сплаве даже малого количества легкораспыляемого компонента он покрывает поверхность стенки и может существенно (см. рис. П. 2) увеличить тем самым суммарный коэффициент распыления и соответственно поступление атомов металла в плазму.

Как и для открытого разряда, величина $\beta = \frac{H}{\lambda}$ может быть определена из эксперимента по измерению отношения $\rho_1(x)/\rho_2(x)$ в какой-либо точке x_0 ,

$$\beta = \frac{1}{q(x-1)} \ln \left(\frac{\rho_1(x_0)/\rho_{01}}{\rho_2(x_0)/\rho_{02}} \right).$$

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Гусев В.М., Гусева М.И., Гервидс В.И., Коган В.И., Мартыненко Ю.В., Мирнов С.В. Препринт ИАЭ-2545, М., ИАЭ, 1975.
2. Лукьянов С.Ю. Горячая плазма и управляемый ядерный синтез. М., Атомиздат, 1975.
3. Горнин И.В. и др. Доклады Всесоюзной конференции по инженерным проблемам термоядерных реакторов, Ленинград, 1977. Т.3. Л., НИИЭФА, 187.
4. Ehrlich K. "Kerntechnik", 1977, 19, No.6, 263.
5. Rovner L.H., Hopkins G.R. "Nucl.Technol.", 1976, 29, 274.
6. Иглинский А.Г., Дунаев В.В., Кучинский В.В., Преснухина И.П., Саксаганский Г.Л., Фафурина Э.Н., Фефелов П.А. В кн.: Доклады Всесоюзной конференции по инженерным проблемам термоядерных реакторов, Ленинград, 1977. Т.3. Л., НИИЭФА, 1977, с.280.
7. Иглинский А.Г., Кунд Г.Г., Преснухина И.П. "Журн.техн.физики", 1976, 46, 2218.
8. Дунаев В.В., Иглинский А.Г., Преснухина И.П., Фафурина Э.Н. "Журн.техн.физики", 1978, 48, 1672.
9. Плевизцев И.В. Катодное распыление. М., Атомиздат, 1968.
10. Бушаров Н.П., Гусев В.М., Гусева М.И., Красулин Ю.Л., Мартыненко Ю.В., Мирнов С.В., Розина И.А. Препринт ИАЭ-2756, М., ИАЭ, 1976.
11. Busharov N.P., Gorbатов E.A., Gusev V.M., Guseva M.I., Martynenko Yu.V. "J.Nucl.Mater.", 1976, 63, 230.
12. Roth I., Bondansky I., Poschenrieder W. "J.Nucl.Mater.", 1976, 63, 222.
13. Бондаренко А.В. "Журн.техн.физики", 1976, 46, 2535.

В.В.Дунаев, А.Г.Иглинский, В.В.Кучинский, И.П.Преснухина,
Г.Л.Саксаганский, Э.Н.Фафурина, П.А.Фефелов

РАСПЫЛЕНИЕ И ПЕРЕСТРОЙКА ПОВЕРХНОСТИ МАТЕРИАЛОВ СЛОДНОГО
СОСТАВА НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ИОНАМИ

Заказ № И17/525. Рукопись поступила на издание 29/VI 1979 г.
Формат бумаги 60x90/16. Уч.-изд. 0,9 Отпечатано 140 экз.
Ротапринт НИИЭФА. Цена 9 коп. Индекс 3624. Т-03712 18/1 1980 г.

Ответственная за выпуск В.Л.Гусева



Индекс 3624