

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ
ИНСТИТУТ (ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)**

Л.Б. Беграмбеков

**ПРОЦЕССЫ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ ПОД
ДЕЙСТВИЕМ ИОННОГО И
ПЛАЗМЕННОГО ОБЛУЧЕНИЯ**

Рекомендовано УМО "Ядерные физика и технологии" в
качестве учебного пособия для студентов высших учебных
заведений

Москва 2008

УДК 533.924 (075)

ББК 22.33

Б 37

Беграмбеков Л.Б. Процессы в твердом теле под действием ионного и плазменного облучения: Учебное пособие. — М.: МИФИ, 2008. — 196 с.

В учебном пособии излагаются основные закономерности и физические механизмы процессов, вызванных облучением ионами и плазмой в твердых телах, и затем рассматриваются те изменения рельефа, состава и структуры, к которым, в конечном счете, приводит ионно-плазменное воздействие. В последних главах анализируются особенности радиационно-стимулируемых изменений твердых тел различных типов: металлов, сплавов, окислов, нитридов, гидридов, графитов, карбидов и углеграфитовых композитов.

При составлении учебного пособия использовалась информация из научных журналов, монографий, сборников, обзоров, практически недоступных студентам. В то же время в существующей учебной литературе явления, описываемые в пособии, практически не рассматриваются.

Содержание пособия полностью соответствует программе курса «Взаимодействие плазмы с твердым телом» и является необходимой базой для успешного усвоения курса «Методы анализа поверхности».

Пособие предназначено для студентов, аспирантов и специалистов, изучающих вопросы взаимодействия ионов и плазмы с материалами, в частности, радиационно-индуцированные процессы, развивающиеся в материалах, контактирующих с плазмой термоядерных установок, а также процессы, лежащие в основе современных ионно-плазменных и технологий и нанотехнологий.

Учебное пособие подготовлено в рамках Инновационной образовательной программы.

Рецензент д-р техн. наук, проф. МАТИ РГТУ им. К.Э.Циолковского А.А. Лозован.

Автор выражает благодарность за помощь в подготовке материала Айрапетову А.А., Кузьмину А.А., Садовскому Я.А.

ISBN 978-5-7262-1097-1 © Московский инженерно-физический институт (государственный университет), 2008

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	6
1. Прохождение атомных частиц твердые тела и формирование дефектов	8
1.1. Торможение быстрых частиц в твердом теле.....	8
1.2. Ядерные (упругие) столкновения	11
1.3. Электронные (неупругие) столкновения	17
1.4. Прохождение частиц через кристаллы (каналирование).....	21
1.5. Радиационное образование дефектов.....	24
1.6. Точечные дефекты	25
1.7. Коррелированные столкновения.....	27
1.8. Каскад смещений	30
2. Распыление поверхности твердых тел при бомбардировке атомарными частицами	32
2.1. Распыление за счет кинетической энергии бомбардирующих частиц	34
2.1.1. Механизм распыления.....	34
2.1.2. Коэффициент распыления.....	36
2.1.3. Характеристики распыленных частиц	41
2.1.4. Ориентационные эффекты при распылении монокристаллов.....	43
2.1.5. Распыление двухкомпонентных материалов.....	45
2.1.6. Теории распыления за счет упругих потерь энергий	49
2.2. Распыление за счет энергии электронного возбуждения.....	54
2.2.1. Распыление сорбированных слоев	54
2.2.2. Распыление быстрыми тяжелыми частицами ...	57
2.2.3. Химическое распыление	58
2.3. Эрозия поверхности при возникновении униполярных дуг	60
3. Процессы, стимулируемые внедрением ионов газов в твердые тела и жидкости.....	65
3.1. Образование газовых полостей (блистеринг, флекинг) на поверхностях твердых тел при ионном облучении.....	65

3.1.1. Закономерности блистерообразования	65
3.1.2. Теоретическое описание блистеринга	70
3.2. Образование газовых полостей на поверхности жидкостей при ионном облучении	78
3.3. Захват ионов газов в твердое тело, их удержание и выделение.....	85
3.3.1. Физические основы процессов захвата, удержания и выделения газа из твердого тела	86
3.3.2. Закономерности захвата, удержания и выделения газа из твердого тела.....	91
4. Развитие или сглаживание рельефа поверхности за счет неоднородности распыления различных ее участков.....	99
4.1. Развитие рельефа поверхности при ионном облучении	99
4.2. Сглаживание рельефа поверхности при ионном облучении (ионная полировка).....	105
5. Изменения состава, структуры и рельефа поверхности как следствие радиационно-стимулированных процессов в твердых телах	110
5.1. Структурные превращения, не связанные с изменением состава.....	110
5.1.1. Металлы	110
5.1.2. Полупроводники и диэлектрики.....	112
5.2. Изменение состава поверхности при ионном внедрении.....	113
5.2.1. Ионный синтез	113
5.2.2. Ионно-стимулированная сегрегация.....	114
5.3. Модификация рельефа. Поверхностные новообразования.....	116
5.3.1. Развитие кристаллических структур на поверхности	116
5.3.2. Теоретическая модель роста кристаллов на облучаемой ионами поверхности	121
5.3.2. Формирование конических структур на поверхности.....	128
5.3.3. Поверхностное порообразование	137

6. Эрозия и трансформация материалов различного состава и структуры при ионно-плазменном воздействии	145
6.1. Модификация монокристаллических материалов со сложной структурой.....	145
6.2. Распыление и модификация сплавов и соединений при высоких температурах.....	156
6.2.1. Однофазные сплавы медь-никель	156
6.2.2. Двухфазные сплавы медь-железо.....	164
6.2.3. Механизм модификации и распыления двухфазных сплавов при высоких температурах.....	167
6.2.4. Трансформации поверхности и распыление при высоких температурах графитов, модифицированных карбидами	171
6.3. Эрозия поверхности и модификация соединений, включающих в свой состав атомы газов.....	172
6.3.1. Плавленый кварц.....	173
6.3.2. Нитрид Бора.....	182
6.3.3. Гидриды	184
Список литературы	188

ВВЕДЕНИЕ

Облучение ионами, электронами и плазмой вызывает не только многочисленные вторично-эмиссионные явления, но и является причиной разнообразных процессов в твердом теле. В этой связи можно упомянуть развитие или сглаживание рельефа поверхности, развитие открытой пористости и возникновение замкнутых полостей и трещин, рекристаллизационные явления, в том числе рост кристаллов на облучаемой поверхности, накопление внедряемых ионов в твердом теле, изменение фазового состояния, разложение многокомпонентных материалов, возникновение новых соединений с участием имплантируемых частиц.

Интенсивность этих процессов и характер их развития зависит как от параметров облучающего потока, так и от свойств — состава, структуры, физико-химических характеристик твердого тела. В одних случаях они затрагивают лишь приповерхностную область, подвергающуюся непосредственному воздействию облучающего потока, в других — распространяются на макроскопические глубины.

Рассмотрению закономерностей перечисленных выше процессов в твердых телах (исключением является анализ блистерообразования в жидкостях) в учебном пособии предшествуют разделы, посвященные описанию ионно-индуцированных явлений, служащих непосредственной причиной их развития. К таким явлениям отнесены торможение быстрых частиц, внедрившихся в твердое тело, и диссипация их энергии, создание радиационных дефектов, все виды распыления поверхности, захват и удержание ионов и частиц газа в твердом теле.

Наибольшее внимание в учебном пособии уделяется радиационно-индуцированным процессам, развивающимся в материалах контактирующих с плазмой термоядерных установок и плазменных приборов и устройств других типов, а также процессам, лежащим в основе современных плазменных технологий.

В последних разделах описываются результаты ионно-плазменного воздействия на материалы с различной структурой и составом и анализируются взаимосвязи между свойствами материалов и характером их радиационно-стимулированной модифика-

цией. Изложение материала в этих разделах ведется на основе определенных экспериментальных исследований. Представляется, что такой подход даст возможность читателям получить представление о том, как на основе анализа результатов экспериментов выявляются закономерности изучаемых явлений, и, с другой стороны, поможет на основе известных данных о конкретных явлениях корректно поставить эксперимент для их дальнейшего изучения.

1. ПРОХОЖДЕНИЕ АТОМНЫХ ЧАСТИЦ ТВЕРДЫЕ ТЕЛА И ФОРМИРОВАНИЕ ДЕФЕКТОВ

1.1. Торможение быстрых частиц в твердом теле

Внедрившаяся в твердое тело быстрая атомная частица тормозится, передавая свою кинетическую энергию атомам вещества, а также расходуя ее на возбуждение электронов мишени. Соответственно, говорят о ядерном и об электронном торможении и рассматривают ядерные или упругие столкновения с атомами среды и электронные или неупругие столкновения с атомами, а в случае металлов — и с электронами проводимости.

Характер процессов торможения не зависит от зарядового состояния падающей атомной частицы. Этот эффект обусловлен тем, что уже при прохождении нескольких атомных слоев движущаяся частица теряет в столкновениях с электронами вещества те из своих электронов, орбитальные скорости которых меньше скорости ее движения. Вследствие статистического характера столкновений заряд частицы не является строго определенной функцией скорости. Если частица теряет электрон, то всегда имеется конечная вероятность снова его захватить в следующих столкновениях.

Проследим за характером взаимодействия тормозящейся частицы с атомами и электронами вещества по мере ее замедления. При очень больших скоростях (превышающих скорость движения электронов на орбиталях) все электроны будут сорваны, и в среде будет двигаться "голое" ядро с зарядом $Z_1 e$. Ядро испытывает кулоновские столкновения с электронами мишени и постепенно теряет энергию. Условию срыва электронов соответствует столь высокая кинетическая энергия ($E_1 \geq \frac{M_1 Z_1 v_0^2}{2}$, где $v_0 = 5,39 \times 10^8$ см/с —

орбитальная скорость электрона в атоме водорода, M_1 — масса налетающей частицы), что ядра даже самых легких элементов могут сближаться с ядрами атомов мишени на расстояния, меньшие радиуса экранирования электронами. Поэтому их взаимодействия также описываются кулоновским потенциалом. Энергетическими потерями, связанными с ядрами мишени, можно в этих условиях

пренебречь, поскольку электроны экранируют ядра и при не слишком малых значениях заряда ядра атома мишени Z_2 — превосходят их численно.

Замедлившись, ядро захватывает электрон. После этого в веществе движется ион с зарядом $(Z_1-1)e$ пока, еще более не затормозившись, не захватит второй электрон и т.д. В этом промежуточном интервале энергий в торможении постепенно перестают участвовать электроны внутренних оболочек, обладающие самыми высокими орбитальными скоростями. Наконец, при малых скоростях торможение обеспечивают лишь очень слабо связанные (валентные) или свободные (фермиевские) электроны. Движущийся ион взаимодействует с атомами, рассматриваемыми как целое (упругие, ядерные соударения), при посредстве экранированного кулоновского поля. На последнем этапе торможения сталкивающиеся атомы можно рассматривать как твердые шары. В конце концов, налетающая частица полностью останавливается в мишени, образуя междоузельный атом, если налетающие частицы и атомы мишени одинаковы, или примесный атом, если налетающая частица отличается от атомов мишени.

Рассмотрим основные характеристики процесса торможения.

Вероятность того, что в столкновении налетающая частица передаст частице-мишени энергию в интервале между T и $T + dT$, определяется выражением:

$$d\sigma(E, T) = \frac{d\sigma}{dT} dT. \quad (1.1)$$

Величина $d\sigma/dT$ называется дифференциальным сечением передачи энергии (или энергетическим спектром отдачи). Полное сечение столкновения получается интегрированием дифференциального сечения по всей области возможных значений T .

Средняя энергия, теряемая частицей при прохождении единицы пути в веществе (тормозная способность), вычисляется по формуле:

$$-\frac{dE}{dx} = N \int T \frac{d\sigma}{dT} dT, \quad (1.2)$$

где N — плотность частиц мишеней. Подставляя сечение различных процессов в (1.2), понятие тормозной способности можно применять к любому процессу потерь энергии.

Электронное и ядерное торможения участвуют в тормозной способности аддитивно:

$$-\frac{dE}{dx} = -\frac{dE}{dx}_{\text{яд}} + -\frac{dE}{dx}_{\text{э}}. \quad (1.3)$$

Средний (линейный, полный) пробег в веществе представляет собой длину пути, пройденного частицей до остановки:

$$R(E) = \int_0^E \left(-\frac{dE}{dx}\right)^{-1} dE. \quad (1.4)$$

Часто используются также понятия "проективный пробег" — R_p и "глубина проникновения" (внедрения) — x (рис. 1.1).

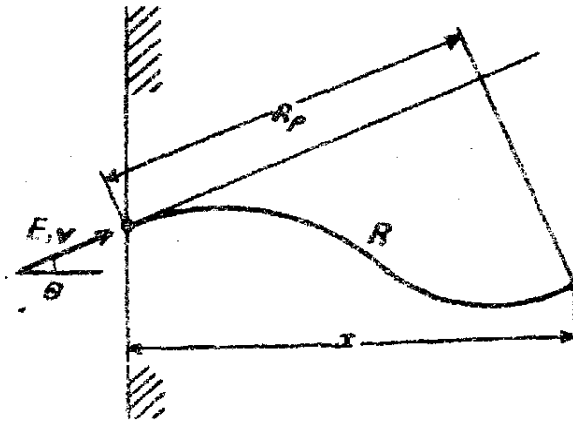


Рис. 1.1. Параметры, характеризующие проникновение частиц в вещество: v — начальная скорость частицы, E — ее энергия, θ — угол падения на поверхность, R — полный пробег (длина пути) в веществе, R_p — проективный пробег, x — глубина проникновения

1.2. Ядерные (упругие) столкновения

Предполагая парный характер столкновения налетающей частицы и атома вещества, что является хорошим приближением, их взаимодействие можно описать с помощью центрального потенциала отталкивания $\varphi(r)$. Вид используемого потенциала зависит от энергии сталкивающихся частиц. При больших энергиях налетающей частицы говорят о незранированных кулоновских (резерфордовских) столкновениях с потенциальной энергией взаимодействия:

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}, \quad (1.5)$$

где Z_1 и Z_2 — атомные номера налетающего и покоящегося атомов; r — расстояние между ними; e — заряд электрона.

Закон рассеяния Резерфорда справедлив вплоть до самых малых углов рассеяния, если выполняются соотношения $\frac{b}{a} \ll 1$ и

$b \gg \frac{\hbar}{\mu v}$. Здесь $\mu = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2}$ — приведенная масса, M_1 и M_2 —

массы налетающего и покоящегося атомов; $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ — постоянная

Планка; v — скорость налетающей частицы; $b = \frac{2Z_1 Z_2}{\mu v^2}$ — мини-

мальное расстояние между частицами при центральном столкновении; $a = 0,885a_0(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2}$ — радиус экранирования ядра орбитальными электронами; $a_0 = 0,529A$ — первый борковский радиус атома водорода.

Столкновения частиц следуют закону Резерфорда, когда энергия E налетающего иона превосходит некоторое предельное значение [8]:

$$E_1 = 4E_R^2 Z_1^2 Z_2^2 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}) \frac{M_1}{M_2} \cdot \frac{1}{E_d}, \quad (1.6)$$

где E_R — энергия Ридберга для водорода (13,68 эВ); E_d — энергия, необходимая для смещения атома из его нормального положения в решетке. Средние значения величины E_d для разных металлов лежат между 15 и 40 эВ (например, для алюминия $E_d = 15$ эВ, для никеля — 27 эВ, для вольфрама — 32 эВ). Значения E_1 , вычисленные для различных бомбардирующих частиц и для мишеней из алюминия, никеля и вольфрама, приведены в табл. 1.1.

Таблица 1.1

Бомбардирующий ион	E_1 , кэВ		
	Алюминий	Никель	Вольфрам
H_1^+	2,0	3,8	10,6
D_1^+	4,1	7,5	21,2
He^+	35,6	63,7	185,2
N_1^+	140,7	$3,2 \times 10^3$	$8,8 \times 10^3$
Ar^+	$50,2 \times 10^3$	$26,8 \times 10^4$	$19,1 \times 10^4$
Xe^+	$23,6 \times 10^4$	$33,1 \times 10^5$	$73,4 \times 10^5$

Дифференциальное сечение резерфордского столкновения определяется как:

$$\frac{d\sigma}{dT} = \pi \frac{M_1}{M_2} \cdot Z_1^2 Z_2^2 \frac{e^4}{ET^2}, \quad 0 \leq T \leq T_{\max}, \quad (1.7)$$

где $T_{\max} = \gamma E = E \cdot 4M_1 M_2 / (M_1 + M_2)^2$ — энергия, которую может передать налетающий атом покоящемуся в центральном столкновении. Для этого сечения характерна доминирующая роль столкновений с малой переданной энергией ($T \ll T_{\max}$), кроме того, оно уменьшается по абсолютной величине с ростом E .

Средняя потеря энергии на единицу пути запишется:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi Z_1^2 Z_2^2 e^4}{E} \cdot \frac{M_1}{M_2} NL, \quad (1.8)$$

где $L = \ln(2/\theta_{\min})$ — кулоновский логарифм;

$\theta_{\min} = \theta_a = 2(T_a/T_{\max})^{1/2}$ — минимальный угол рассеяния налетающего ядра, соответствующий столкновению с параметром a ; T_a — энергия, переданная атому-мишени при таком столкновении.

Для углов, меньших θ_{\min} , выражение (1.8) неприменимо. Это значит, что, учитывая вклад ядерных столкновений в тормозную способность вещества с помощью (1.8), мы пренебрегаем далекими столкновениями с параметром, большим a , при которых передается атому-мишени энергия меньше T_a .

При низких энергиях, когда сталкивающиеся атомы не могут сблизиться на расстояния, меньшие радиуса экранирования ($\frac{b}{a} \ll 1$), становится существенным экранирование кулоновского взаимодействия. В этом случае упругие столкновения можно описывать [9] потенциалом Томаса-Ферми-Фирсова:

$$\begin{aligned} \varphi(r) &= \frac{Ze}{r} Y\left(\frac{r}{a_1}\right), \\ a_1 &= \left(\frac{Z^{1/3}}{0,8853a_0}\right)^{-1}. \end{aligned} \quad (1.9)$$

$Y\left(\frac{r}{a}\right)$ — функция экранирования Томаса-Ферми, вычисляется численно.

Потенциальная энергия взаимодействия запишется:

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} Y\left(\frac{r}{a_\phi}\right), \quad a_\phi = \frac{0,8853a_0}{(Z_1^{1/2} + Z_2^{1/2})^{2/3}}, \quad (1.10)$$

а дифференциальное сечение столкновения определится как

$$\frac{d\sigma}{dt} = -\frac{\pi a^2}{2t^{3/2}} f(t^{1/2}). \quad (1.11)$$

где $t = \varepsilon^2 \sin^2\left(\frac{\vartheta}{2}\right)$; $\varepsilon = \frac{a}{b} = Ea \frac{M_2}{Z_1 Z_2 e^2 (M_1 + M_2)}$ — энергия в безразмерных единицах.

Некоторые значения функции $f(t^{1/2})$, найденные численно, приведены в табл. 1.2.

Таблица 1.2

$t^{1/2}$	$f(t^{1/2})$	$t^{1/2}$	$f(t^{1/2})$
0,002	0,162	0,4	0,385
0,01	0,280	1,0	0,245
0,04	0,383	4,0	0,107
0,10	0,431	10,0	0,050
0,20	0,428	40,0	0,0125

Используя безразмерные величины для энергии ε и линейного пробега $\rho = 4\pi a^2 R N M_1 M_2 / (M_1 + M_2)^2$, можно получить для средней потери энергии универсальную функцию $d\varepsilon/d\rho$, которая связана с общепринятой величиной $(-dE/dx)$ соотношением

$$\frac{d\varepsilon}{d\rho} = -\frac{dE}{dx} \frac{\varepsilon}{E} \frac{x}{\rho}. \quad (1.12)$$

С потенциалом вида (1.9) весьма сложно производить аналитические расчеты. Поэтому бывает удобным заменить его потенциалом, который в некоторой ограниченной области энергий частиц имеет простое аналитическое выражение. Для этой цели хорошо подходит степенной потенциал вида [9]:

$$\varphi(r) = \frac{Zem\lambda_m a_1^{m(\frac{1}{m}-1)}}{r^{1/m}}, \quad (1.13)$$

где λ_m — безразмерная функция параметра m , медленно меняющегося от значения $m=1$ при высоких энергиях до $m \approx 0$ при очень низких энергиях. Величины λ_m для различных значений m даны в табл. 1.3 [10].

Таблица 1.3

m	λ_m	m	λ_m
1,000	0,500	0,191	2,92
0,500	0,327	0,055	15
0,333	1,309	0,000	24

Дифференциальное сечение столкновения для степенного потенциала (1.13) определяется как

$$\frac{d\sigma(E,T)}{dT} \approx \frac{C_m}{E^m T^{1+m}}, \quad 0 \leq T \leq T_m, \quad (1.14)$$

$$\text{где } C_m = \frac{\pi}{2} \lambda_m a^2 \frac{M_1}{M_2} \frac{2Z_1 Z_2 e^2}{a} {}^m.$$

Сечение (1.14) предложено для небольших отклонений от резерфордовского сечения до величин $m \geq 0,2$ (при $m=1$, $\lambda_m=0,5$ (1.14) переходит в (1.7)), однако им можно пользоваться и при меньших значениях, m , когда сечение перестает зависеть от начальной энергии. При $m \approx 0$

$$\frac{d\sigma(E,T)}{dT} \approx \frac{\pi}{2} \lambda_0 a^2 T^{-1}, \quad 0 \leq T \leq T_{\max}. \quad (1.15)$$

Даже в этом случае доминируют "далекие" столкновения ($T \ll T_{\max}$) и данная формула не описывает столкновение твердых шаров.

Из (1.2) и (1.9) получим

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{N}{1-m} C_m \mu^{1-m} E^{1-2m}. \quad (1.16)$$

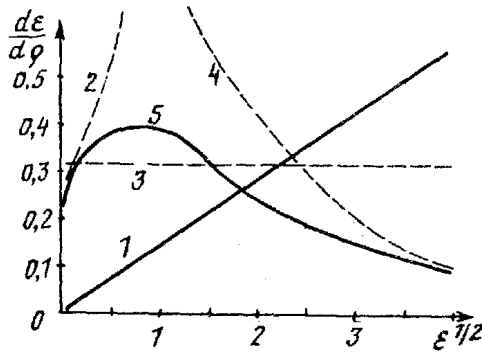


Рис. 1.2. Потери энергии быстрой частицы в веществе: 1 — электронные (неупругие) потери; 2-4 — ядерные (упругие) потери для потенциалов вида $\varphi(r) \sim r^{-1/m}$ (2 — $m=1/3$; 3 — $m=1/2$; 4 — $m=1$); 5 — потенциал Томаса-Фирсова

Видно, что при низких энергиях ($m \approx 0$) величина $(-dE/dx)$ растет примерно пропорционально E , при промежуточных ($m \approx 1/2$) выходит на плато и при высоких ($1/2 < m \leq 1$) уменьшается. Удельные потери энергии в безразмерных величинах в единицах $d\varepsilon/d\rho$ для некоторых значений m показаны на рис. 1.2. Видно, что потенциал вида $r^{-1/3}$ справедлив для $\varepsilon < 0,0002$; $r^{-1/2}$ для интервала $0,05 \leq \varepsilon < 1,5$; r^{-1} для $\varepsilon \geq 40$.

Если вся энергия частицы теряется в упругих столкновениях, то из (1.4) и (1.16) линейный пробег определяется как

$$R(E) \approx \frac{1-m}{2m} \frac{E^{2m}}{NC_m} \mu^{m-1}. \quad (1.17)$$

Средний проективный пробег $R_p(E)$, вообще говоря, меньше величины $R(E)$ из-за рассеяния падающей частицы в веществе. Разница между ними сказывается весьма значительно при

$M_1 \ll M_2$, и они становятся близкими при $M_1 \gg M_2$ и, как правило, при $\varepsilon \gg 1$.

Распределение $F_R(x, E, \theta)$ прошедших частиц по глубине мишени x зависит от угла θ между направлением падения первичного пучка и нормалью к поверхности. Это распределение характеризуется в основном средним значением величины

$$x(E, \theta) = R_p(E) \cos \theta \quad (1.18)$$

и соответствующим среднеквадратичным отклонением.

1.3. Электронные (неупругие) столкновения

Если скорость налетающей частицы существенно превосходит скорости электронов атомов мишени ($v_1 \gg Z_1 v_0$), ее взаимодействие с электронами вещества определяется кулоновским потенциалом. Используя (1.2) и (1.7), получим для тормозной способности электронов

$$-\frac{dE}{dx} = Z_2 N \int_0^{T_{\max}} 2\pi \frac{Z_1^2 e^2}{m_e v^2} \frac{dT}{T}, \quad (1.19)$$

где m_e — масса электрона. Верхний предел интегрирования представляет собой максимальную передачу энергии

$$T_{\max} = 4EM_1 m_e / (M_1 + m_e)^2 \approx 4m_e E / M_1 = 2m_e v_1^2.$$

В качестве нижнего предела берется энергия ионизации атомов мишени I . Если учесть, согласно теории Бете, что возбуждение электронов вносит в тормозную способность такой же вклад, как и ионизация, то величина потерь энергии удваивается. Тогда из (1.19) получим формулу Бете-Блоха [11]

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z_1^2 e^4}{m_e v_1^2} Z_2 N \ln \frac{2m_e v_1^2}{I}, \quad (1.20)$$

где I — средний потенциал возбуждения атомов среды. Его величина, вычисленная с использованием статистической модели атома Томаса—Ферми, дает $I = 13,52$ эВ.

Формула (1.20) правильно предсказывает для области $v_1 \gg Zv_0$ пропорциональность тормозной способности обратной величине квадрата скорости (если не учитывать медленно меняющийся логарифмический множитель) и независимость тормозной способности от массы налетающей частицы. Благодаря последней особенности, удобно анализировать зависимость тормозной способности от величины $v_1^2 / 2 = E_1 / M_1$, а не от E_1 .

Однако следует иметь в виду, что при выводе (1.20) электроны мишени считались свободными вплоть до передаваемых энергий $T = I$, не учитывалось уменьшение заряда налетающей частицы (равного для голого ядра Z_1e) вследствие захвата электронов мишени, не принимались во внимание оболочечные эффекты в распределении атомных электронов, которые проявляются экспериментально в осцилляциях величины тормозной способности в зависимости от величин Z_1 и Z_2 .

В промежуточном интервале скоростей v_1 в (1.18) следует ввести поправки, обусловленные тем, что электроны мишени из внутренних оболочек постепенно перестают участвовать в торможении. Такие поправки становятся еще более необходимыми при рассмотрении материалов мишени с большими значениями Z_2 .

Электронные потери при малых скоростях первичных частиц ($v_1 < Z_1^{2/3}v_0$) вычислил О.Б. Фирсов [12], основываясь на статистической модели атома Томаса—Ферми. В его теории полагается, что при столкновении двух атомов происходит перекрытие их электронных оболочек, сопровождающееся обменом электронами между сталкивающимися партнерами. Поэтому сила торможения, действующая на движущийся атом, равна общему импульсу, переносимому обменивающимися электронами. А уменьшение его кинетической энергии, переданной в результате такого столкновения, равно энергии, переданной электронам и идущей на их возбуждение. Потери энергии на единицу длины пути определены как

$$-\frac{dE}{dx} = 0,234 \cdot 10^{-30} (Z_1 + Z_2) N v, \text{ эВ/\AA} \text{ (если } v \text{ измеряется в см/с).}$$

(1.21)

Эта формула справедлива для случая, когда заряды ядер сталкивающихся атомов различаются не более чем в четыре раза. Обобщение на случай произвольного соотношения Z_1 и Z_2 получено в работе [13]. Модификация теории Фирсова с учетом структуры электронных оболочек сталкивающихся атомов позволяет описать наблюдающуюся экспериментально периодическую зависимость тормозной способности от Z_1 и Z_2 .

Величина $(-dE/dx)$ согласно (1.21) не зависит от массы и линейно зависит от скорости.

Сравнение ядерных и электронных потерь энергии в безразмерных координатах ρ и $\varepsilon^{-1/2}$ (см. рис. 1.2) показывает, что в области малых энергий (для протонов не более нескольких десятков электронвольт) потери энергии определяются ядерными столкновениями. Величина $d\varepsilon/d\rho$ достигает максимума при $v_1 \approx [Z_1 Z_2 e^2 (M_1 + M_2) / (a M_1 M_2)]^{1/2}$, $\varepsilon \approx 2^{-1/2}$, а затем начинает спадать. При дальнейшем росте скорости торможение практически полностью определяется взаимодействием налетающей частицы с электронами вещества. Потери энергии в электронных столкновениях сначала увеличиваются пропорционально v_1 , в области $v_1 < Z_1^{1/3} v_0$, затем проходят через максимум (для протонов при энергии в несколько сот килоэлектронвольт) и уменьшаются как v_1^{-2} в области $\varepsilon^{1/2} \gg 1$.

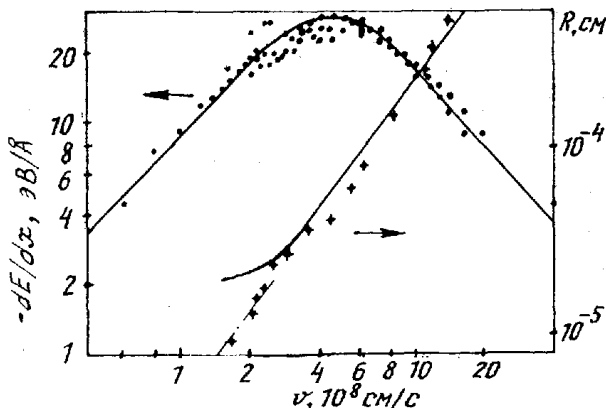


Рис. 1.3. Потери энергии и пробеги ионов водорода в никеле [9]

Аналитического выражения, описывающего потери энергии во всем диапазоне скоростей, не получено. Если ограничиться энергиями, при которых потери энергии пропорциональны скорости налетающей частицы $(-dE/dx) = Av_1$, то линейный пробег также пропорционален скорости $R = 2A^{-1}v_1$. В случае определения потерь энергии по (1.21) $A = 0,234 \cdot 10^{-30} (Z_1 + Z_2) N \text{ \AA}$.

В области применимости (1.21) существенную роль играет многократное рассеяние на ядрах, поэтому полный пробег частицы R_L значительно отличается от проективного R_p . На рис. 1.3 в качестве примера приведены результаты измерения потерь энергии и пробегов ионов водорода в никеле. Там же приведены аппроксимирующие экспериментальные данные кривые $-\frac{dE}{dx}$ и

$$R(E) = - \int_0^E \left(\frac{dE'}{dx} \right) dE'.$$

Кривая dE/dx отражает найденную в работе [9] эмпирическую зависимость $\frac{dE}{dx} = (av + bv^2)(cv^{2,55} + 0,77)^{-1}$. Причем для никеля $a = 6,80$, $b = 0,01$, $c = 0,01$.

1.4. Прохождение частиц через кристаллы (каналирование)

Легко заметить, что чем меньше индекс направления ряда, т.е. чем выше симметрия кристалла относительно этого направления, тем меньше расстояние между атомами внутри ряда. Если посмотреть вдоль таких направлений, то можно заметить другую особенность: плотная упаковка атомных рядов сопровождается большими расстояниями между соседними рядами. Атом, движущийся вдоль таких "открытых" направлений или "каналов", будет слабо взаимодействовать с атомами решетки, ограничивающими этот канал (рис. 1.4, *a*). Слабое взаимодействие в данном случае означает малые энергетические потери на единице длины (т.е. малую тормозную способность) и, следовательно, большие пробеги.

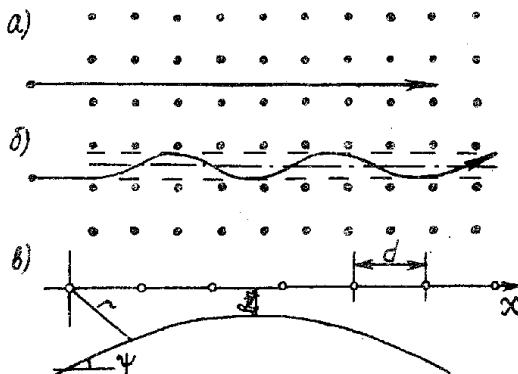


Рис. 1.4. Движение частицы по "открытому" направлению в решетке (каналу) вдоль оси симметрии (*a*) и в стороне от оси (изображение схематическое) для действительных траекторий длина волны составляет сотни параметров решетки (*б*); параметры движения частицы в поле линейной цепочки атомов (*в*)

Каналирование может происходить не только между атомными рядами (аксиальное каналирование), но и между атомными плоскостями (плоскостное каналирование). Увеличение пробегов (по сравнению с аморфными мишенями) налетающих частиц наблюдается, даже если они влетают в канал несколько в стороне от его оси (рис. 1.4, б) или под некоторым углом к оси. Вследствие отталкивающего характера потенциала взаимодействия в обоих этих случаях происходят последовательные скользящие (малоугловые) столкновения с граничными атомами, которые приводят к колебательному движению налетающей частицы между граничными рядами атомов.

"Направляющее" влияние или эффект каналирования атомных рядов связано с упругими столкновениями. Неупругие столкновения порождают лишь действующие на налетающую частицу ненаправленные силы трения, если только вследствие торможения не изменяется заряд налетающего иона, и соответственно межатомный потенциал взаимодействия.

Движение каналированной частицы, имеющей скорость V и энергию $E = M_1 v^2/2$, можно описать, пользуясь классическими представлениями [11]. При малых углах наклона траектории к атомному ряду (рис. 1.4, в) и высоких скоростях каналированных атомов можно считать, что они взаимодействуют не с отдельными атомами решетки в граничных рядах (плоскостях), а с рядами (плоскостями) покоящихся частиц, рассматриваемыми как целое. Иными словами, полагаем, что частицы испытывают действие среднего потенциала $\bar{\phi}_R$, обусловленного многими атомами. Продольную (вдоль канала) компоненту скорости v_{\parallel} в первом приближении можно считать постоянной и решать задачу о поперечном движении с начальной поперечной компонентой скорости $v_{\perp} = v\psi$. Если $V(R)$ — потенциал взаимодействия каналируемой частицы с отдельным атомом решетки, то истинный периодический потенциал $V_R(x, \rho)$ ряда с межатомным расстоянием d , действующий на частицу в точке (x, ρ) , равен (см. рис. 1.4, в)

$$V_R(x, \rho) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} V_n(r), \text{ где } r = [(x - nd)^2 + \rho^2]^{1/2}. \quad (1.22)$$

Усредняя по периоду d , получаем средний или непрерывный потенциал ряда:

$$\bar{V}_R(\rho) = d^{-1} \int_0^d V_R(x, \rho) dx = d^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} V(x^2 + \rho^2)^{1/2} dx. \quad (1.23)$$

Соответствующие вычисления дают для среднего (непрерывного) потенциала атомной плоскости

$$\bar{V}_p(\rho) = (2\pi / d_1 d_2) \int_0^{\infty} YV \{ [Y^2 + \rho^2]^{1/2} \} dY, \quad (24)$$

где d_1 и d_2 — периоды для двух направлений, соответствующие расположению атомов в атомной плоскости. Действие на частицу, движущуюся в канале, потенциалов атомных рядов, расположенных за рядами атомов, составляющих канал, можно не учитывать.

Минимальное расстояние ρ_{\min} , на которое каналированная частица приближается к атомному ряду при движении по траектории, лежащей в той же плоскости, что и ряд, определяется из равенства

$$\bar{V}_R(\rho_{\min}) = E_{\perp} = E\psi^2, \quad (1.25)$$

т.е. ρ_{\min} соответствует случаю, когда энергия поперечного движения $E_{\perp} = M_1 v_{\perp}^2 / 2$ равна потенциальной энергии среднего поля ряда $\bar{V}_R = eZ_1 \bar{\phi}(\rho_{\min})$. Очевидно, что при слишком малых значениях колебательный характер движения каналированной частицы нарушается. Если энергия E_{\perp} достаточно велика, частица проникает глубоко внутрь атомного ряда и испытывает рассеяние на большие углы в столкновении с отдельными атомами (деканализуется). Предельное условие, при котором еще происходит каналирование, и, соответственно, применимо приближение непрерывного потенциала, можно выражать через критическое (минимальное) расстояние ρ_c или через критический максимальный угол ψ_c , кото-

рые связаны соотношением, аналогичным (1.25). Для потенциала Томаса — Ферми (9) приближение непрерывного потенциала справедливо для углов

$$\psi < \psi_c = (2Z_1 Z_2 e^2 / Ed)^{1/2} \quad (1.26)$$

при условии, что $E > 2Z_1 Z_2 e^2 d^2 / a^2$. Критическое минимальное расстояние ρ_c , соответствующее ψ_c (1.26), согласно (1.25) равно

$$\rho_c = a_1, \quad (1.27)$$

т.е. каналированная частица не может подойти к атомному ряду ближе, чем (приблизненно) на радиус экранирования. Иными словами, для каналированной частицы недоступны малые прицельные расстояния относительно атомов мишени (области с большой электронной плотностью), следовательно, энергетические потери каналированной частицы аномально уменьшены. В результате пробеги частиц, движущихся в каналах, значительно превышают пробеги не каналированных частиц.

1.5. Радиационное образование дефектов

Энергия тормозящейся частицы, переданная мишени, стимулирует процессы, которые в конечном итоге могут привести к образованию дефектов в твердой мишени. Для понимания описываемых в последующих главах явлений (распыление, блистеринг, вискорообразование и пр.) важны, в первую очередь, структурные дефекты, возникающие в приповерхностных слоях при внедрении быстрых атомных частиц. Поэтому ограничимся рассмотрением процессов, которые приводят к формированию таких дефектов.

Механизм образования дефектов налетающей частицей при облучении зависит от электронной структуры материала мишени. Так, передача энергии электронам в неупругих столкновениях может вызвать структурные нарушения в диэлектриках и полупроводниках, но в случае металлов переданная электронам энергия превращается преимущественно в тепло, не создавая структурных дефектов. В этом случае единственным процессом, приводящим к

образованию дефектов, является передача энергии налетающих частиц атомам материала мишени при упругих столкновениях.

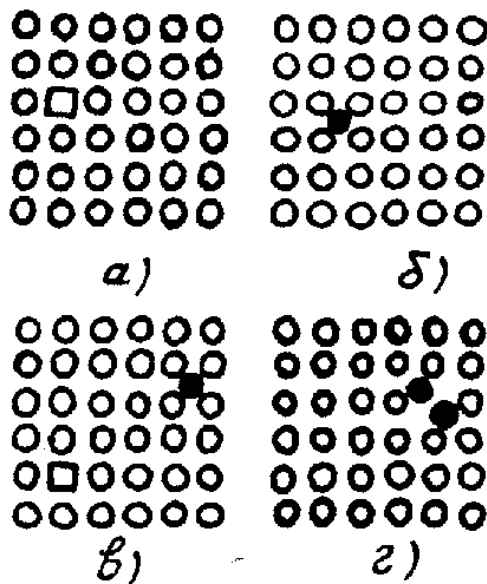


Рис. 1.5. Схематическое изображение точечных дефектов в кристаллической решетке с вакансией (отсутствует один атом) (*a*), с междоузельным атомом (один атом лишний) (*б*), с дефектом Френкеля (с парой "вакансия — междоузельный атом") (*в*) и с междоузельной парой (междоузельный атом и атом решетки симметрично располагаются относительно узла решетки — гантель) (*г*)

1.6. Точечные дефекты

Простейшими дефектами в элементарной решетке, состоящей из атомов только одного вида, являются (рис. 1.5): отсутствие атома или свободный узел решетки (вакансия), добавочный или внедренный атом (междоузельный атом) и их комбинация, т.е. пара "междоузельный атом — вакансия" (дефект Френкеля). В ряде случаев междоузельный атом и атом решетки симметрично распола-

гаются относительно узла решетки, образуя междуузельную пару. Дефекты этих типов обычно называют точечными дефектами. Чужеродный атом, который может размещаться либо по принципу замещения в обычном узле решетки, либо в междуузлии, представляет собой особый вид точечного дефекта. В любом случае его называют примесным атомом.

Как образуются точечные дефекты налетающей быстрой частицей? Пусть такая частица передаст в столкновении атому среды кинетическую энергию T . Если эта энергия больше некоторой энергии смещения T_d , то атом покидает свой узел, проходит некоторое расстояние в решетке и останавливается в положении междуузельного атома, оставив после себя вакансию в исходной точке. Выбитый и остановившийся в ближайшем к вакансии междуузлии атом образует неустойчивую пару Френкеля.

Такой атом возвратится в исходное состояние даже без теплового возбуждения. Расчеты показывают, что вокруг вакансии существует зона неустойчивости (или рекомбинационный объем), включающая до 100 узлов кристаллической решетки. Зона неустойчивости простирается дальше всего вдоль рядов с наиболее плотной упаковкой. При попадании междуузельного атома в зону неустойчивости будет происходить немедленная аннигиляция вакансии с соседним или с междуузельным атомом, и восстановление идеальной структуры решетки. Устойчивая пара Френкеля при облучении может возникнуть при непосредственном выбивании атома в далекое междуузлие вне зоны неустойчивости.

Таким образом, энергию смещения T_d можно определить как минимальную энергию, необходимую для необратимого смещения атомов. Для оценок принимают $T_d = 25$ эВ. При этом основную часть полученной энергии смещенный атом растрчивает в столкновениях с атомами решетки на возбуждение колебаний решетки. Лишь малая часть (порядка 5 эВ), в конечном счете, сохраняется в виде потенциальной энергии образованного дефекта.

1.7. Коррелированные столкновения

В направлениях плотной упаковки во многих кристаллах может осуществляться перенос массы или импульса на несколько межатомных расстояний с малыми потерями энергии.

Р.Г. Силсби [14] открыл геометрическое свойство атомных цепочек фокусировать столкновения атомов или, точнее, фокусировать импульс, полученный одним из атомов цепочки (рис. 1.6, а).

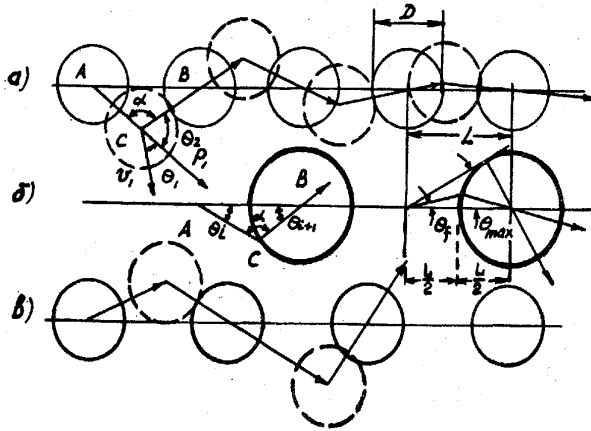


Рис. 1.6. Схема столкновений атомов (модель твердых шаров) в атомной цепочке монокристалла: фокусирующие столкновения (фокусировка Силсби) (а); столкновение материальной точки C с атомом с удвоенным диаметром (или сферой соударения D) (б) и вытесняющие (или кроудинные) столкновения (в) (θ_f — предельный угол, при котором происходит фокусировка импульса, θ_{max} — максимальный угол, при котором возможно столкновение атомов)

Если столкновения двух атомов представить как соударение материальной точки с условным атомом, диаметр которого равен двум диаметрам атомов ($2D$), (или со сферой радиусом D), то условие фокусировки Силсби можно получить из рассмотрения $\triangle ABC$ (рис. 1.6, б). Используя теорему синусов и косинусов, запишем

$$\sin \theta_{i+1} = \sin \theta_i [n_c \cos \theta_i - (1 - n_c^2 \sin^2 \theta_i)^{1/2}], \quad (1.28)$$

где $n_c = \frac{L}{D} = \frac{AB}{BC}$ — отношение расстояния между центрами ато-

мов к диаметру атома называется коэффициентом Силсби. Очевидно, что фокусировка импульса вдоль направления цепочки атомов произойдет, если каждый последующий угол соударения будет меньше предыдущего, т.е. $\theta_{i+1} < \theta_i$. Поэтому потребуем, чтобы

$$n_c \cos \theta_i - (1 - n_c^2 \sin^2 \theta_i)^{1/2} = \frac{\sin \theta_{i+1}}{\sin \theta_i} < 1. \quad (1.29)$$

Отсюда получим условие фокусировки Силсби $2 \cos \theta_i > n_c$

или

$$L < 2D \cos \theta_i. \quad (1.30)$$

Из (1.30) можно получить предельный угол θ_i , при котором происходит фокусировка импульса:

$$\cos \theta_f = \frac{n_c}{2} \frac{4}{2D}. \quad (1.31)$$

Можно также определить максимальный угол столкновения θ_{\max} (рис. 1.6, б)

$$\sin \theta_{\max} = \frac{1}{n_c} \frac{D}{L}. \quad (1.32)$$

Число соударений, необходимых для поворота начального импульса в направлении оси цепочки атомов, зависит от начального угла столкновений и величины коэффициента Силсби. Для $n_c = 1; 1,2; 1,4; 1,6$ соответственно $\theta_f = 60^\circ; 53^\circ; 45^\circ, 30^\circ$ и 37° . При таких начальных углах фокусировка импульса происходит при нескольких соударениях атомов. Например, если $n_c = 1,2$, угол после первого столкновения уменьшится до $20^\circ 30'$, после второго до $4^\circ 20'$, а после третьего до $0^\circ 55'$. Если $L > 2D \cos \theta_i$ (см. рис. 1.6, в), угол между осью цепочки и направлением импульса каждого последующего атома в цепочке будет увеличиваться до тех пор, пока атом не пройдет мимо своего соседа и цепочка столкновений пре-

рвется. Такие столкновения называются вытесняющими или кродуионными. Типичные значения для энергии фокусировки оказываются порядка $10 - 10^3$ эВ.

Цепочки Силсби возникают в направлениях $\langle 110 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$ в ОЦК кристаллах. Такие цепочки не переносят массы и не могут создавать дефект в идеальном кристалле. Иначе обстоит дело в кристаллах, содержащих структурные неоднородности в виде дислокаций, дефектов упаковки, границ двойников, границ зерен и свободных поверхностей. Всякий раз, когда цепочка фокусированных столкновений пересекает неоднородность в структуре решетки, последний атом регулярного ряда сохраняет большую долю своей энергии отдачи (поскольку у него нет партнера для центрального столкновения) и, следовательно, легко может превратиться в междоузельный атом, оставив на своем прежнем месте вакансию. Наиболее эффективно такой механизм образования вакансий действует вблизи свободной поверхности.

Р.С. Нельсон и М.В. Томпсон [15] показали, что атомные ряды, смежные с тем, вдоль которого происходит передача импульса, могут оказывать фокусирующее воздействие. В результате фокуси-

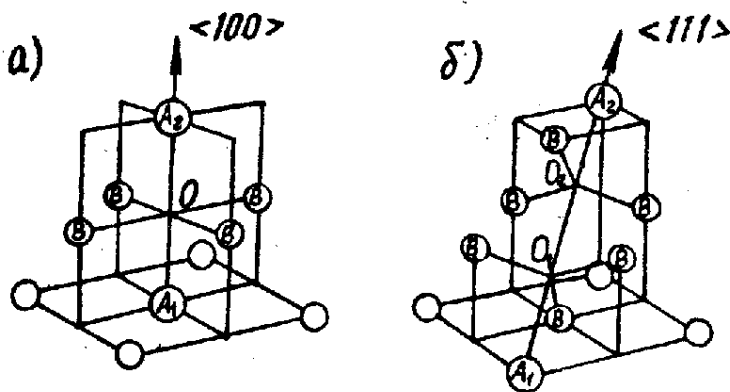


Рис. 1.7. Фокусировка атомов с замещением при движении в гранецентрированных кристаллах вдоль направления $\langle 100 \rangle$ (а) и $\langle 111 \rangle$ (б)

ровка столкновений может осуществляться даже в тех направлениях, например $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$ ГЦК кристаллах, где фокусировка Силсби не реализуется. Согласно их механизму (рис. 1.7) атомы A , движущиеся в направлениях $\langle 100 \rangle$ или $\langle 111 \rangle$ ГЦК решетки, проходят соответственно через одно или два кольца, состоящие из четырех или трех атомов B , окружающих указанные направления. Когда атом A_1 получит импульс, направленный под углом к указанным направлениям, то из-за отталкивания со стороны атомов B произойдет отклонение атома A_1 к оси кольца. Кольцо из атомов B действует подобно собирающей линзе. Столкнувшийся с атомом A_2 атом A_1 замещает его, а атом A_2 начинает движение через атомную "линзу" следующего периода решетки. Таким образом, цепочка столкновений приводит к цепочке замещений в атомном ряду, и в результате возникает перенос массы на некоторое расстояние. Интервал энергий, внутри которого коррелированные столкновения связаны с переносом массы (часто называемым динамическим кронуионом), зависит от геометрии решетки и взаимодействия между атомами.

Благодаря цепочке замещающих сфокусированных столкновений, в кристалл может быть внедрен междоузельный атом даже в случае, когда энергия налетающего иона столь мала (порядка десятков электронвольт), что он не в состоянии внедриться в кристалл. Получив энергию налетающего иона, поверхностный атом при благоприятной кристаллографической ориентации породит цепочку замещений, и на ее конце, на глубине до нескольких десятков периодов решетки, атом будет внедрен в междоузлие.

1.8. Каскад смещений

При высоких энергиях налетающей частицы смещенный ею из положения равновесия атом среды окажется в состоянии сместить другие атомы, которые, в свою очередь, могут сделать то же самое. Таким образом, первичная выбитая частица высокой энергии может вызвать образование целого каскада атомных смещений. Полное число смещенных со своих мест атомов после n этапов соударений окажется равным $2n$. В среднем смещаемому атому пере-

дается половина энергии налетающего. Поэтому можно принять, что после n этапов соударений каждый смещенный атом будет иметь энергию $T / 2^n$, где T — энергия первично выбитого атома. Столкновения будут приводить к смещению атомов до тех пор, пока средняя энергия смещенных атомов не станет меньше $2T_d$. Это произойдет после q этапов соударений, где q можно определить из выражения

$$2T_d = \frac{T}{2^q}. \quad (1.33)$$

Тогда полное число смещенных атомов на один первично выбитый атом будет

$$\nu(T) = 2^q = \frac{T}{T_d}. \quad (1.34)$$

Если энергия смещаемых атомов настолько велика, что нельзя пренебречь неупругими потерями энергии, то число атомов, составляющих каскад, определяется выражением

$$\nu(T) = \frac{T - E_s}{T_d}, \quad (1.35)$$

где E_s — полные неупругие потери энергии в каскаде. Принимается, что энергия, идущая на создание каскада,

$$T - E_s \approx A \text{ кэВ}, \quad (1.36)$$

где A — относительная атомная масса. Например, для железа $A = 56$ кэВ, $2T_d = 34$ эВ и максимальное число смещенных атомов в каскаде $\nu_{\max} = 1,65 \times 10^3$ пар Френкеля.

Следует учитывать, что до 90 % образовавшихся пар могут аннигилировать в результате спонтанной рекомбинации вакансий с междоузельными атомами ("своими" или "чужими"), оказавшимися в рекомбинационном объеме вакансий.

2. РАСПЫЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ АТОМАРНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Многие физические процессы, сопровождающие взаимодействие в вакууме корпускулярных потоков с твердыми и жидкими телами, приводят к удалению с облучаемой поверхности материала в виде атомов, положительных и отрицательных ионов, кластеров (многоатомных или молекулярных комплексов). Разнообразные процессы, в результате которых эмиссия частиц с поверхности происходит под действием единичной частицы (или их кратного количества), образуют группу распылительных процессов. В противоположность этому можно привести целый ряд примеров, когда выброс вещества в вакуум определяется взаимодействием с поверхностью всего ансамбля бомбардирующих частиц: разогрев и испарение выступающих деталей рельефа поверхности за счет мощности облучающего потока; образование пузырьков внедренного газа — блистеров — в приповерхностных слоях и слет их крышек; стимулируемые облучением фазовые превращения в мишени с образованием и удалением летучей фазы и т.п. Некоторые из этих процессов будут рассматриваться далее.

Распыление поверхности наблюдается при ее бомбардировке быстрыми положительными и отрицательными ионами, атомами, кластерами, осколками деления, нейтронами и электронами. При бомбардировке атомарными частицами распыление может происходить за счет энергии, теряемой налетающей частицей в упругих соударениях или за счет неупругих потерь энергии. Один из видов распыления за счет неупругих взаимодействий — это распыление поверхности, благодаря образованию налетающими частицами и атомами мишени газообразных молекул, покидающих поверхность. В этом случае говорят о химическом распылении.

В последнее время в связи с быстрым расширением круга практических применений распыления под действием ионной бомбардировки наряду с традиционным названием "катодное распыление" начали употреблять такие понятия, как ионное, ионно-плазменное, плазменно-химическое распыления, ионное травление, ионное фрезерование, плазмохимическое травление, ионно-химическое травление, высокочастотное распыление. Приведенный

перечень понятий характеризует различные стороны процесса распыления и дает некоторое представление о его сложности и многообразии проявлений.

Научная и практическая значимость исследований физики распыления твердых веществ атомными частицами имеет несколько аспектов. Распыление вызывает целый ряд негативных дорогостоящих последствий. Оно ограничивает срок службы многих сотен миллионов электронных приборов. Загрязнение высокотемпературной плазмы, возникающее вследствие распыления контактирующих с плазмой материалов первой стенки вакуумной камеры термоядерных установок, является важнейшей проблемой на пути создания термоядерных реакторов.

С другой стороны, важной побудительной причиной изучения распыления являются также многочисленные полезные применения его в научных исследованиях, технических и технологических целях. Уникальная способность быстрых атомных частиц распылять вещества, обладающие любой твердостью, прочностью, температурой плавления, привела к широкому применению распыления в различных областях науки, техники и технологии.

Наконец, важный аспект исследования распыления связан с процессами, происходящими в околоземном и межпланетном пространстве. Потоки космических лучей и "солнечного ветра" на протяжении миллиардов лет бомбардируют поверхность Луны, астероидов, планет с разряженной атмосферой, вызывая эрозию и распыление их поверхности. Распыление метеоритов играет существенную роль при их торможении в атмосфере Земли. Солнечные батареи, окна, зеркала телескопов, и другие элементы искусственных спутников Земли, орбитальных научных станций и межпланетных космических аппаратов также подвергаются распылению потоками космических атомных частиц. Разработка методов их защиты является серьезной научной и технической задачей.

Остановимся на основных параметрах распыления. Величина, определяющая количество атомов мишени (в том числе и в ионизированном состоянии), эмитированных с поверхности одной бомбардирующей частицей, называется коэффициентом распыления. При распылении ионами моноэлементных мишеней коэффициент распыления равен

$$S = \frac{N_a}{N_i} = \frac{N_A Z e}{M_2 Q} \Delta P, \quad (2.1)$$

где N_a — количество атомов мишени, выбитых с поверхности при ее бомбардировке N_i первичными ионами; ΔP — вес эмитированных атомов; M_2 — атомный вес вещества мишени; N_A — число Авогадро; Z — заряд иона; e — элементарный электрический заряд; Q — общий заряд ионов, пришедших на мишень.

Поток распыленных частиц характеризуется угловым ($\frac{\partial N_a}{\partial \varphi}$) и энергетическим ($\frac{\partial N_a}{\partial E}$) распределениями.

2.1. Распыление за счет кинетической энергии бомбардирующих частиц

2.1.1. МЕХАНИЗМ РАСПЫЛЕНИЯ

Часть атомов мишени, выбитых из равновесных положений непосредственно в упругих столкновениях с налетающей частицей или в результате развивающихся каскадов, может получить импульс в направлении поверхности и покинуть твердое тело. В зависимости от того, как развиваются столкновения, выделяют три модификации этого механизма (рис. 2.1): режим первичного прямого выбивания, режим линейных каскадов, режим тепловых пиков.

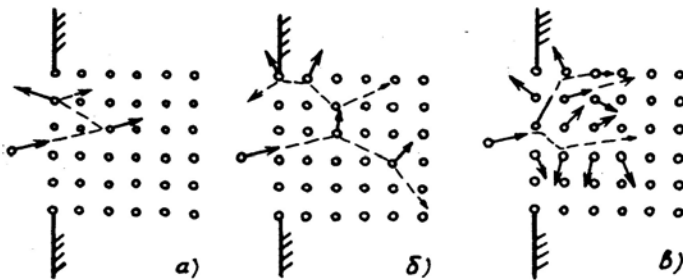


Рис. 2.1. Три режима распыления в модели упругих столкновений [16] (a — режим первичного прямого выбивания, b — режим линейных каскадов, c — режим тепловых пиков)

В режиме первичного прямого выбивания (рис. 2.1,*а*) атомы в столкновениях с ионами получают энергию, достаточную для вылета в вакуум, но слишком малую для того, чтобы создать каскад выбитых атомов. Атомы, получившие энергию непосредственно при ионном ударе, могут распылиться и с достаточно большими энергиями, если они были выбиты из поверхностного слоя ионом, летящим под определенным углом к нормали поверхности. В режиме линейных каскадов атомы, выбитые ионом из равновесных положений, получают энергию, достаточную для того, чтобы создать целый каскад выбитых (смещенных из узлов) атомов (рис. 2.1,*б*). Некоторые из атомов каскада достигают поверхности, преодолевают поверхностный барьер и покидают мишень.

В режиме тепловых пиков плотность распределения атомов отдачи высока настолько, что большинство атомов внутри некоторого объема (объема теплового пика) находится в движении. Такая ситуация реализуется, если перекрываются ветви передачи импульса внутри одного каскада (рис. 2.1,*в*) или плотность падающего пучка столь велика, что начинают перекрываться соседние каскады. Первый случай наблюдается, если потеря энергии налетающим ионом очень большая, например, когда ионы и атомы мишени имеют большие массы. Вторая возможность может реализоваться при бомбардировке двухатомными молекулами. При столкновении с твердым телом такая молекула почти мгновенно диссоциирует. Следствием случайного характера процесса замедления является линейная суперпозиция двух каскадов, если они не слишком плотные. В этом случае распыленных частиц приблизительно вдвое больше, чем при бомбардировке атомарными ионами. В режиме же тепловых пиков энергия удвоенного числа ионов делится между всеми атомами, находящимися примерно в том же объеме, что и при бомбардировке атомарными ионами. В зависимости от энергетического распределения этих атомов возможно существенное возрастание доли атомов, которые способны преодолеть поверхностный барьер. Таким образом, в режиме тепловых пиков коэффициент распыления двухатомными молекулами может превышать удвоенный коэффициент распыления для атомарных ионов. Подобные зависимости наблюдались экспериментально.

Весьма приближенно можно сказать, что при больших углах падения ионов распыление в режиме первичного выбивания происходит при энергиях порядка единиц и десятков электронвольт для всех ионов, кроме очень легких, для которых из-за малой эффективности передачи энергии эта область расширяется до энергий порядка нескольких килоэлектронвольт. Область линейных каскадов соответствует энергиям от единиц килоэлектронвольт до мегаэлектронвольтного диапазона для всех ионов кроме самых тяжелых, которые быстро тормозятся и обычно создают тепловые пики.

При не слишком больших энергиях атомных частиц электронные потери не приводят к распылению чистых металлических поверхностей. Поэтому закономерности распыления за счет упругих соударений в последующих разделах будут проиллюстрированы результатами экспериментов на металле, где этот механизм проявляется в "чистом виде".

2.1.2. КОЭФФИЦИЕНТ РАСПЫЛЕНИЯ

Распыление вещества начинается при определенной пороговой энергии бомбардирующих ионов. Под пороговой энергией распыления E_t понимается та минимальная энергия, обладая которой, ион может выбить атом из твердого тела в результате одного столкновения при максимальной передаче энергии. Предполагая, что энергия связи атома с поверхностью равна энергии сублимации, это условие можно записать так:

$$E_t \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} \geq E_s, \quad (2.2)$$

где E_s — энергия сублимации атома мишени, энергия связи атома с поверхностью. Для большинства металлов $E_s = 1,4 \div 8,7$ эВ/атом, $4M_1M_2/(M_1 + M_2)^2 \sim (1 \div 0,02)$. Следовательно, порог распыления не должен превышать несколько сотен электронвольт. В качестве примера в табл. 2.1 приведены пороговые энергии распыления молибдена и золота легкими ионами [17].

Таблица 2.1

Мишень	E_s , эВ	Ион	E_t , эВ	
			Эксперимент	Теор. по формуле (2.2)
Молибден	6,89	H_1^+	245	169
		D_1^+	120	86
		$T_1^+, {}^3He^+$	—	59
		${}^4He^+$	55	45
Золото	3,93	H_1^+	230	196
		D_1^+	135	99
		$T_1^+, {}^3He^+$	—	67
		${}^4He^+$	55	50

Существует периодическая зависимость порога распыления от атомного номера вещества мишени. Причем в пределах заданного периода системы элементов порог распыления уменьшается по мере заполнения атомных d -оболочек. С увеличением энергии ионов увеличивается как глубина внедрения, так и число смещаемых ими со своих мест атомов. Причем с некоторого момента уменьшается количество смещенных атомов в приповерхностных слоях, а атомы, выбитые из решетки в глубине мишени (глубже нескольких слоев), практически не имеют возможности выйти в вакуум. В результате коэффициент распыления сначала с ростом энергии ионов увеличивается, достигает некоторого максимального значения S_{\max} , а затем начинает падать. Энергия, при которой достигается значение S_{\max} , определяется выражением [18]:

$$E_{\max} = \frac{Z_1 Z_2 e^2 (M_1 + M_2)}{a M_2}, \quad (2.3)$$

где a — эффективный радиус атома; $\epsilon_{\max} = 0,3 \div 0,4$ для различных моделей атома. Величина E_{\max} изменяется от сотен электронвольт для легких до сотен килоэлектронвольт для тяжелых атомов (рис. 2.2).

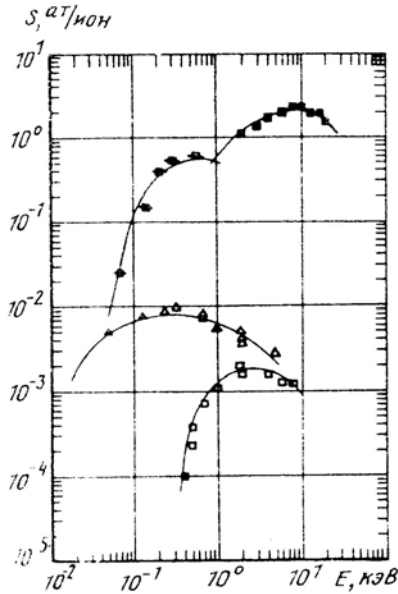


Рис. 2.2. Зависимость коэффициентов распыления от энергии ионов:
 \square — $H^+ \rightarrow Mo$; \blacksquare — $Ar^+ \rightarrow Mo$; \triangle — $H^+ \rightarrow C$; \blacksquare — $Ar^+ \rightarrow C$

Максимум коэффициента распыления согласно работе [18] можно найти как

$$S = \frac{aNkZ_1Z_2e^2(M_1 - M_2)}{aM}, \quad (2.4)$$

где N — плотность атомов мишени; $k = 6,5 \times 10^{-10}$ см — эмпирически полученная величина. Зависимость $S_{\max}(Z_2)$ носит периодический характер. Максимальный выход атомов достигается у элементов с наименьшей пороговой энергией, т.е. у элементов с заполненной d -оболочкой.

Исходя из простого соображения об увеличении выхода смещенных атомов из твердого тела при увеличении угла падения ионов (отсчет угла θ от нормали) за счет увеличения количества смещенных атомов в приповерхностных слоях мишени, для коэф-

коэффициента распыления при падении ионов под углом θ следует написать

$$S(\theta) = \frac{S(0)}{\cos(\theta)}, \quad (2.5)$$

где $S(0)$ — коэффициент распыления при нормальном падении ионов.

При отклонении направления бомбардировки от нормали коэффициент распыления действительно сначала возрастает, хотя зависимость (2.5) во многих случаях не выполняется. При больших углах падения увеличивается доля ионов, отражающихся от поверхности и не участвующих в распылении. В результате, после определенного максимума происходит спад кривой $S(\theta)$. При увеличении энергии ионов одинаковой массы максимум на кривой $S(\theta)$ смещаются в сторону больших углов. Отношение $S(\theta_{\max})/S(0)$ тем выше, чем меньше масса первичной частицы. Его величина возрастает с увеличением энергии ионов и с ростом энергии связи атомов на поверхности мишени (рис. 2.3).

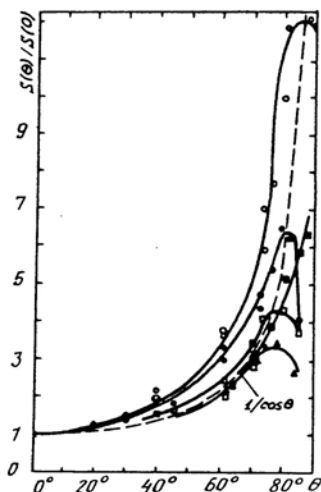


Рис. 2.3. Зависимость коэффициентов распыления от угла падения ионов [12]:

Δ — $\text{Ag}^+ \rightarrow \text{Cu}$, $E=24,5$ кэВ; \blacksquare — $\text{He}^+ \rightarrow \text{Cu}$, $E=29$ кэВ; \bullet — $\text{H}^+ \rightarrow \text{Ni}$, $E=1$ кэВ;
 \circ — $\text{He}^+ \rightarrow \text{Ni}$, $E=4$ кэВ; \square — $\text{He}^+ \rightarrow \text{Ni}$, $E=4$ кэВ

Строение внешних электронных оболочек в значительной степени определяет, какая часть энергии первичного иона расходуется на упругие соударения. А это влияет на количество частиц, выходящих из мишени, и на их скорости. В результате появляется периодическая зависимость коэффициента распыления от атомного номера вещества при бомбардировке ионами определенного типа и периодическая зависимость коэффициента распыления определенной мишени от атомного номера бомбардирующих ионов. В пределах данного периода системы элементов коэффициент распыления возрастает по мере заполнения атомных оболочек (рис. 2.4), и, в свою очередь, максимальным распыляющим действием обладают ионы с заполненной *d*-оболочкой и ионы инертных газов, у которых заполнены *p*-оболочки.

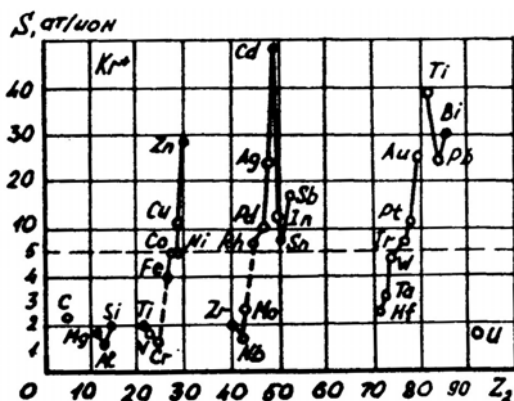


Рис. 2.4. Зависимость коэффициентов распыления от атомного номера распыляемого элемента при облучении ионами криптона с энергией 45 кэВ [13]

Таким образом, по мере увеличения доли энергии ионов, переданной в упругих столкновениях атомами мишени, снижается пороговая энергия распыления и увеличивается выход распыления. Температура мишени оказывает сильное косвенное влияние на процесс распыления. Нагрев мишени приводит к усилению поверхностной миграции собственных атомов и загрязнений, увеличивает диффузию примесей из глубины мишени, влияет на сорбцию молекул остаточного газа. При повышении температуры уст-

раняются (отжигаются) повреждения кристаллической решетки, созданные ионами, возможно образование (или разложение) поверхностных соединений и фазовые превращения.

Если перечисленные выше процессы не проявляются или их влиянием на распыление можно пренебречь, коэффициент распыления остается примерно постоянным при температурах, достаточно далеких от температуры плавления ($T_{пл}$).

При приближении к температуре плавления ($T \geq 0,7 T_{пл}$ [10]) или к температуре начала заметного испарения коэффициент распыления начинает возрастать. Это объясняется, во-первых, ослаблением связи атомов с решеткой за счет увеличения амплитуды тепловых колебаний, а во-вторых, повышением температуры в области теплового пика.

2.1.3. ХАРАКТЕРИСТИКИ РАСПЫЛЕННЫХ ЧАСТИЦ

Поток распыленных частиц на девять десятых и больше состоит из нейтралей. В состав распыленного вещества входят атомы и молекулы мишени, а также газов, находящихся в ней и входящих в состав газовой среды, окружающей мишень и сорбирующиеся на распыляемой поверхности, имеются также одно- и многозарядные положительные и отрицательные ионы мишени и газов. При распылении тяжелыми ионами и ионами средних масс заметную часть распыленного потока (до нескольких процентов) составляют многоатомные кластеры. В масс-спектре выбитых частиц могут также присутствовать химические соединения материала мишени с остаточными газами, примесями, бомбардирующими частицами.

Энергетические спектры распыленных частиц определяются условиями распыления. В тех случаях, когда условия распыления соответствуют режиму линейных каскадов, в энергетическом распределении имеется максимум при энергии, лежащей между половинным и полным значениями поверхностной энергии связи (рис. 2.5).

В области больших энергий распределение спадает приблизительно как E^{-2} . При больших углах облучения в энергетическом спектре появляется максимум, определяемый первично-выбитыми

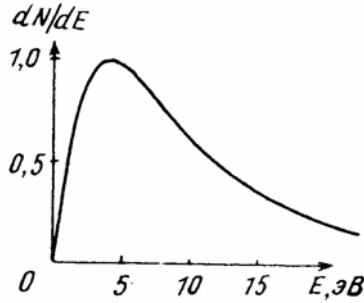


Рис. 2.5. Энергетическое распределение атомов, распыленных с поверхности фольфрама ионами аргона с энергией 25 кэВ

атомами. Если осуществляется режим тепловых пиков, в спектре присутствуют частицы с тепловыми энергиями (доли электрон-вольта).

При нормальном падении ионов с энергией примерно 1 — 10 кэВ угловые распределения частиц, распыленных с поликристаллических и аморфных мишеней, в первом приближении обычно соответствуют косинусоидальному закону (рис. 2.6). Когда энергия ионов мала, происходит преимущественное выбивание

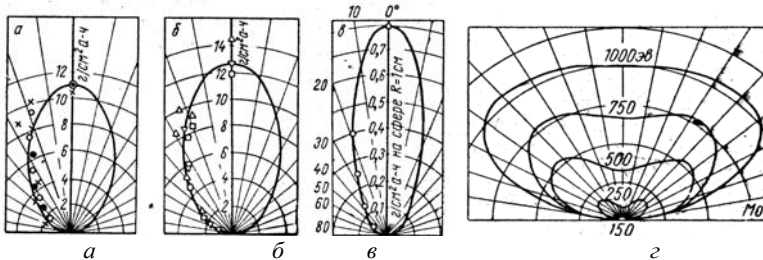


Рис. 2.6. Угловое распределение эмиттированных атомов меди на сфере с радиусом 1 см [г/(см² а-ч)]:

a — ионы Ag^+ с энергией 10 кэВ, плотность тока 3,3 mA/cm^2 , температура мишени изменялась от 100 до 360 °С; *б* — ионы ионы Ag^+ с энергией 30 кэВ, $T=600$ °С, плотность тока изменялась от 0,1 до 1,75 mA/cm^2 ; *в* — пучок ионов H^+ (не анализированный по массам) с энергией 49 кэВ и плотностью тока 1,3 mA/cm^2 [14]; *г* — ионы Hg^+ разных энергий, подложка — молибден [15]

атомов, находящихся на поверхности вещества. Наибольшую вероятность отрыва от поверхности имеют атомы, получившие импульсы, направленные наклонно к поверхности. Вследствие этого кривая распределения идет ниже кривой косинуса. При больших энергиях ионов быстрые смещенные атомы создаются на глубине нескольких или нескольких десятков атомных слоев. Максимальная вероятность выхода атомов на поверхность и в вакуум вдоль кратчайшего расстояния (по нормали к поверхности). В этом случае кривая распределения идет выше кривой косинуса.

При скользящем падении ионов максимум распределения эмиссии находится в плоскости падения первичного пучка, но смещается в противоположную от нормали сторону за счет увеличивающегося распыления поверхностных атомов в режиме первичного выбивания.

2.1.4. ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ РАСПЫЛЕНИИ МОНОКРИСТАЛЛОВ

Процесс распыления монокристаллов по сравнению с поликристаллами и аморфными материалами имеет ряд особенностей. Если хорошо коллимированный пучок ионов с энергий в несколько килоэлектронвольт направляется на монокристалл параллельно низкоиндексному кристаллографическому направлению или плоскости, то коэффициент распыления обычно оказывается меньшим, чем для поликристаллического материала (рис. 2.7). Причиной этого является каналирование бомбардирующих частиц (раздел 1.4). Двигаясь вдоль атомных рядов, частица теряет меньше энергии в приповерхностных слоях мишени, и в результате уменьшается коэффициент распыления.

При падении ионов вдоль направлений с большими кристаллическими индексами могут наблюдаться коэффициенты, большие, чем для поликристаллической мишени, поскольку в этом случае вовсе отсутствует каналированная фракция пучка. Угловые распределения атомов, распыляемых из монокристаллов, обнаруживают максимумы вдоль плотноупакованных направлений кристалла, соответствующих низким значениям кристаллографических индек-

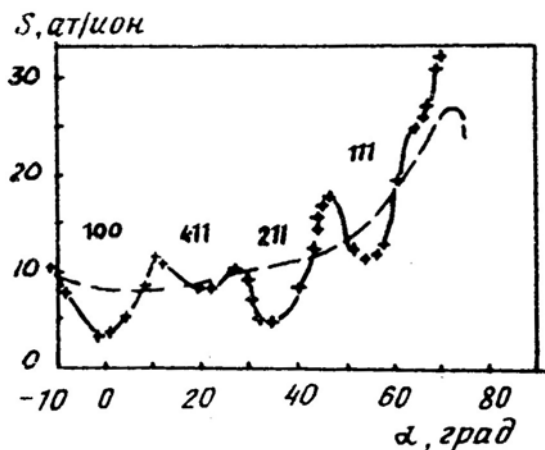


Рис. 2.7. Зависимость коэффициента распыления грани (100) меди в зависимости от угла падения ионов Ar^+ с энергией 27 кэВ, поворот вокруг оси $\langle 110 \rangle$ (указаны низкоиндексные направления, соответствующие минимумам распыления) [6]

сов. Можно привести несколько причин анизотропного распыления монокристаллов. В разделе 1.4 описано свойство атомных рядов кристаллов фокусировать направление импульса, который получает один из атомов ряда. Если такая цепочка, порожденная первичным ионом, выходит на поверхность, последний атом ряда покинет кристалл в направлении, близком к оси ряда. Поэтому при ионной бомбардировке монокристаллов выход распыленных частиц в тех направлениях, в которых соблюдаются условия фокусировки, окажется преимущественным.

Причина преимущественной эмиссии может состоять и в том, что энергетическое распределение каскадных атомов во внутреннем потоке, приближающемся к поверхности, описывается законом $\frac{\partial N}{\partial E} \sim E^{-2}$ (см. п. 2.2.5). Иными словами, к поверхности подходят в основном медленные атомы, кинетическая энергия которых близка к энергии связи атомов с поверхностью E_s . Такие атомы могут передать атомам поверхностного слоя энергию, большую E_s , лишь при центральных или близких к ним столкновениях. А поскольку среди каскадных значительное число составляют атомы,

вылетающие из узлов ближайшего к поверхности слоя, то их столкновение с поверхностными атомами может быть центральным, только если оно происходит вдоль соединяющей их оси, то есть в одном из низкоиндексных направлений (рис. 2.8).

Наконец, появление направления преимущественной эмиссии может обуславливаться существованием в кристалле областей с минимумом потенциала отталкивания. На рис. 2.8 такой минимум в плоскости поверхности соответствует точке K . Поэтому выход медленного атома L из нижележащего слоя возможен лишь в окрестностях этой точки, в центре своеобразной потенциальной линзы, созданной атомами поверхности.

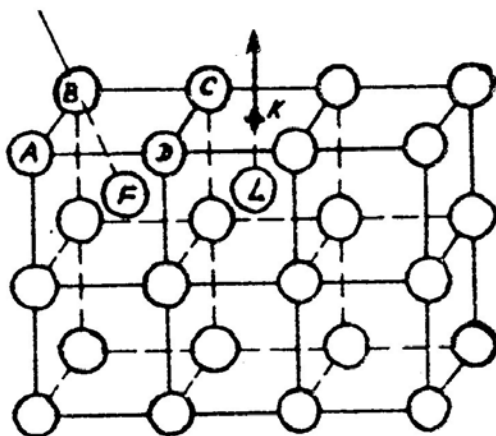


Рис. 2.8. Центральное столкновение ($F \rightarrow B$, пятно формируется в направлении $\langle 111 \rangle$) и выход медленного атома каскада (L) в центре линзы (пятно формируется в направлении $\langle 100 \rangle$) [23]

2.1.5. РАСПЫЛЕНИЕ ДВУХКОМПОНЕНТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Компоненты, входящие в состав сплавов и соединений, чаще всего распыляются с различными скоростями [24]. Это явление получило название "селективное распыление".

Селективность распыления компонентов приводит к тому, что состав облучаемой поверхности изменяется по сравнению с объемом. Максимальное обеднение (обогащение) наблюдается в самом верхнем слое и уменьшается с глубиной. В отсутствие диффузии ($T < 0,2-0,3 T_{пл}$) измененный слой простирается на незначительную глубину, обычно значительно меньшую глубины внедрения, иногда составляя всего один-два монослоя.

Если процесс распыления характеризовать по-прежнему коэффициентом распыления (S), то придется констатировать, что его величина меняется по мере изменения состава поверхностного слоя. А коэффициенты распыления компонентов и соответствующих чистых элементов в большинстве случаев различаются.

Причины селективности распыления меняются в зависимости от вида материала и природы компонентов. В однофазных сплавах и бинарных соединениях, где атомы обоих компонентов в среднем равномерно распределены по объему, селективность распыления определяется несколькими моментами. Атомы разной природы получают в столкновениях с ионами различную энергию. Величина импульса, передаваемого в каскадах, зависит от того, на каких атомах он развивается. Из-за неодинаковой энергии связи с поверхностью различаются условия эмиссии атомов обоих компонентов.

При распылении легкими ионами однофазных бинарных сплавов и соединений с большим различием масс атомов компонентов (для масс < 100 а.е.м.) наиболее эффективно энергия бомбардирующего иона передается более легким атомам мишени (в соединениях решетка из легких атомов больше «раскачивается» при ударе иона). В этом случае поверхность всегда обогащена тяжелым элементом. Такое изменение состава поверхности характерно, в частности, для окислов, карбидов, силицидов.

При больших массах атомов компонентов (> 100 а.е.м.) эффективность передачи энергии при столкновениях практически не зависит от массы. В этом случае, а также в случае компонентов с близкими массами атомов поверхность обогащается элементом с большей энергией связи.

В начальный период распыления однофазных мишеней состав поверхностного слоя постепенно меняется — происходит обо-

гашение поверхности труднораспыляемым компонентом. Концентрация компонентов на поверхности стабилизируется, когда состав распыляемого материала совпадает с составом объема мишени. Это условие определяет концентрацию компонентов на поверхности.

$$\frac{C_{1s}}{C_{1v}} = \frac{S_2}{S_1} \cdot \frac{C_{1v}}{C_{1v}}, \quad (2.6)$$

где C_{1s} и C_{2s} — концентрация первого и второго компонентов на поверхности; C_{1v} и C_{2v} — то же для объема; S_1 и S_2 — коэффициенты распыления соответствующих компонентов. Поскольку обычно $S_1 \neq S_2$ общий коэффициент распыления S изменяется с концентрацией (рис. 2.9, а). Время, в течение которого достигается установившееся состояние, определяется временем распыления измененного слоя.

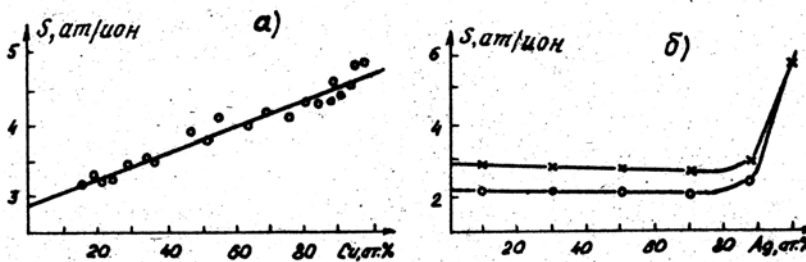


Рис. 2.9. Зависимость коэффициентов распыления от концентрации компонентов сплавов [24]: а — Ni-Cu; б — Ag-Ni (-x-) и Ag-Co (-o-)

На поверхности двухфазных сплавов присутствуют зерна отдельных компонентов с малой добавкой второго компонента. Селективность распыления в этом случае определяется тем, что коэффициенты распыления областей, занятых каждым из компонентов, различны. В первый период распыления из-за преимущественного удаления с поверхности атомов быстрораспыляемого компонента на поверхности формируется рельеф, и, кроме того, скорость распыления быстрораспыляемого компонента уменьшается в результате того, что на его поверхности накапливаются перенасыляемые атомы слабораспыляемого компонента. В результате, общий коэффициент распыления сплава уменьшается и, как правило, остается близким коэффициенту распыления слабораспыляемого

компонента. Такая ситуация остается до концентраций весьма малых концентраций последнего (рис. 2.9, б).

При дальнейшем уменьшении его концентрации степень покрытия им поверхности быстрораспыляемого компонента уменьшается и величина общего коэффициента распыления растет вплоть до значения коэффициента распыления второй фазы (рис. 2.9, б). При распылении двухфазных сплавов для достижения установившегося состояния необходимо обычно удалить слой мишени на глубину в несколько зерен (т.е. порядка нескольких микрон).

Наконец, при облучении окислов, нитридов и т.п. в тепловых пиках или при парных соударениях ионов с атомами мишени происходит диссоциация соединений, образование газовых молекул и их удаление с поверхности. Этот механизм приводит к потере кислорода окислами (Fe_2O_3 , Fe_3O_4 , SiO_2 , CuO , CdO , WO_2).

При температурах $T > (0.2 \div 0.4)T_{\text{пл}}$ диффузионные процессы активизируются. Теперь уже селективность распыления приводит к изменению концентрации компонентов не только в поверхностных слоях, но и в объеме образца на глубину, значительно превосходящую длину пробега. Так, при распылении мишени Al — 5 % Cu ионами Xe^+ с энергией 1 — 2 КэВ глубина измененного слоя оказалась равной 300 Å, а в случае распыления SiO_2 ионами Ar^+ с энергией 2 КэВ — 200 Å, что в обоих случаях на порядок величины превосходит длину пробега ионов.

Для учета влияния диффузионных процессов на характер распыления сплавов при повышенных температурах в работе [25] была предложена следующая простая модель.

Будем считать, что удаление вещества с поверхности пропорционально «диффузной длине» $L = (Dt)^{1/2}$ (D — коэффициент диффузии, а t — время). Для однофазных сплавов можно принять, что условия диффузии атомов обоих компонентов одинаковы, и записать $D \sim v \sim (1/M)^{1/2}$ (v — скорость диффундирующего атома, M — его масса). Таким образом, оказывается, что вероятности W_1 и W_2 распыления атомов компонентов с массами, соответственно, M_1 и M_2 должны удовлетворять соотношению $W_1/W_2 = (M_1/M_2)^{1/4}$.

Из условия равенства состава распыления составу объема материала в установившемся режиме получим отношение поверхностных концентраций:

$$\frac{C_{1s}}{C_{1v}} = \frac{C_{1v}}{C_{1v}} \left(\frac{M_1}{M_2} \right)^{1/4}. \quad (2.7)$$

Видно, что должно происходить обогащение приповерхностного слоя более тяжелым компонентом, что и наблюдалось экспериментально для таких сплавов, как AuCu, AgAu, AlAu, AlCu.

Тем не менее, следует отметить, что для более адекватного описания характера распыления сплавов при повышенных температурах необходимо принять во внимание рельеф, развивающийся на их поверхности при ионной бомбардировке. Эти вопросы рассматриваются в главе 6.

2.1.6. ТЕОРИИ РАСПЫЛЕНИЯ ЗА СЧЕТ УПРУГИХ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИЙ

К настоящему времени опубликовано большое число работ, посвященных теоретическому анализу распыления за счет упругих потерь энергии. К сожалению, результаты ни одной из них не описывают всего круга экспериментальных закономерностей. Мы рассмотрим основные положения теорий, описывающих распыление в результате развития каскадов столкновений и термических пиков.

Последовательная теория распыления за счет каскадов столкновений для аморфных и поликристаллических однокомпонентных веществ развита П. Зигмундом с сотрудниками [26, 27]. Суть этой теории кратко заключается в следующем. Вычисляется функция распределения движущихся в каскаде частиц $\vec{F}(\vec{r}, \vec{v}_0, \vec{v}, t)$, которая определяет плотность движущихся атомов в обычном пространстве и в пространстве скоростей как функцию времени и подчиняется начальным условиям

$$\vec{F}(\vec{r}, \vec{v}_0, \vec{v}, t = 0) = \delta(\vec{r})\delta(\vec{v}_0 - \vec{v}), \quad (2.8)$$

где v — начальная скорость частицы, вызвавшей каскад в точке $r = 0$ в момент времени $t = 0$; v_0 — скорость частиц в каскаде. По-

сколькo плотность атомов каскада не велика по сравнению с плотностью атомов вещества, и столкновения движущихся атомов между собой маловероятны, их распределение находится из линеаризованного кинетического уравнения Больцмана. Причeм уравнение записывается для однородной среды, пренебрегая наличием поверхности:

$$-\frac{1}{v_0} \frac{\partial F}{\partial t} - \frac{\vec{v}_0}{|\vec{v}_0|} \vec{\nabla} F = N \int d\sigma (F - F' - F''), \quad (2.9)$$

где $\vec{F}' = F(\vec{r}, \vec{v}'_0, \vec{v}, t)$, $\vec{F}'' = F(\vec{r}, \vec{v}''_0, \vec{v}, t)$; N — плотность атомов среды; $d\sigma$ — дифференциальное сечение упругих столкновений. Ион-атомные и атом-атомные столкновения описываются экранированным кулоновским потенциалом (1.9). Дифференциальное сечение рассеяния для этого потенциала выражается формулой (1.11). Удобно для расчетов использование степенного потенциала (1.15) и соответствующего сечения в виде (1.14).

По известной функции F определяется поток частиц каскада через произвольно выбранную поверхность. Этот поток и составляет поток распыления. Характерным результатом этой теории является изотропность энергетического спектра внутреннего (до распыления) потока смещенных атомов и его пропорциональность E^{-2} в области больших энергий, где E — энергия частицы, вызвавшей каскад. Угловые и энергетические распределения распыленных (пересекших выбранную поверхность) частиц и коэффициент распыления, т.е. поток частиц, нормированный на одну падающую, вычисляются с учетом поверхностного барьера. Коэффициент распыления можно представить соотношением

$$S = \Lambda E \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1} \alpha f(\epsilon), \quad (2.10)$$

где α — параметр рассеяния частиц, зависящий от отношения M_2/M_1 (рис. 2.10); Λ — коэффициент, который определяется только свойствами материала мишени и состоянием ее поверхности:

$$\Lambda = \frac{0,042}{NU_0}, \quad 1/\text{\AA}^2; \quad (2.11)$$

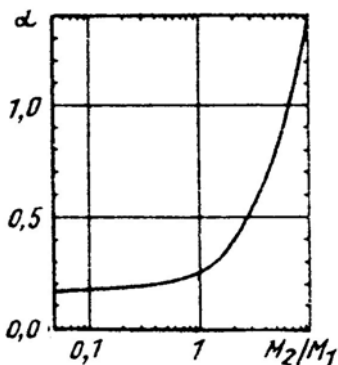


Рис. 2.10. Зависимость параметра рассеяния α от отношения M_2/M_1 [26]

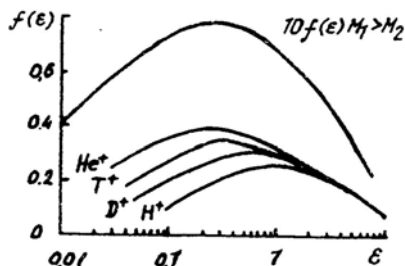


Рис. 2.11. Функция $f(\epsilon)$ для ионов различных масс [26]

U_0 — потенциальный барьер, препятствующий эжекции атомов из вещества, примерно равной энергии сублимации ($U_0 \sim E_s$); ϵ — энергия в безразмерных единицах, определяемая по (1.11). Функция приведенной тормозной способности $f(\epsilon)$ показана на рис. 2.11.

При небольших энергиях ионов (0,2 — 1 кэВ) формула (45) упрощается:

$$S = \frac{3}{4\pi^2} \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} \alpha \frac{E}{U_0}. \quad (2.12)$$

Формулы (2.10) и (2.12) в общем хорошо согласуются с экспериментальными данными, однако в целом ряде случаев они дают значительно отличающиеся от экспериментальных значения S , что объясняется принятыми в теории приближениями. В частности, использование приближенных моделей атомных столкновений не позволяет описать немонотонную зависимость коэффициента распыления от зарядов ядер ионов и атомов мишени. Предположение об изотропности каскадов и пренебрежение влиянием поверхности на их развитие приводит к большим ошибкам при вычислении коэффициентов распыления ионами низких энергий, в случае бомбардировки легкими ионами в области низких и промежуточных энергий, а также во всех случаях при скользящем падении ионов.

Хорошая точность может быть получена при использовании (2.10) и (2.12) с учетом экспериментальных значений коэффициента

распыления по методике, предложенной М.Л. Гусевой и Ю.В. Мартыненко [28]. Сначала по измеренному значению S с помощью функции $f(\epsilon)$ по (2.10) определяется коэффициент Λ для данного материала. Затем полученное значение Λ используется для расчета зависимостей коэффициента распыления от энергии и массы ионов.

Если налетающий ион теряет много энергии в верхних слоях мишени, каскадный режим распыления постепенно переходит в режим тепловых пиков. Теперь уже все атомы в области каскада принимают участие в столкновениях. За время 10^{-12} - 10^{-13} с (период одного столкновения составляет 10^{-13} с) образуется локальная область с максвеловским распределением скоростей атомов. Введем эффективную температуру этой области ($T_{т.п.}$), хотя понятие температуры для такой системы с термодинамической точки зрения не совсем корректно. Процесс распыления можно теперь рассматривать как испарение из локальной области с высокой температурой (из термического пика). Для плоской поверхности, температура которой равна $T_{т.п.}$ при наличии поверхностного потенциального барьера высотой U_0 скорость испарения в единицу времени с единицы площади дается выражением

$$\varphi = N \left(\frac{kT_{т.п.}}{\pi M_2} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{U_0}{kT_{т.п.}}\right). \quad (2.13)$$

Имея в виду, что при энергиях порядка нескольких электронвольт на атом структура твердого тела практически не сохраняется, вещество в области теплового пика в первом приближении можно представить как идеальный газ и определить его температуру из соотношения $T_{т.п.} = 2E/3k$. Ее изменение определяется уравнением теплопроводности для изотропной среды

$$\nabla[\lambda \nabla T_{т.п.}] = c\rho \frac{dT_{т.п.}}{dt},$$

где c — теплоемкость, ρ — плотность вещества, λ — коэффициент теплопроводности. Полагая, что эти параметры не зависят от температуры, получим

$$g^2 \nabla^2 T_{т.п.} = \frac{\partial T_{т.п.}}{\partial t}, \quad (2.14)$$

где $g^2 = \lambda/c\rho$ - коэффициент температуропроводности, определяющий эволюцию пика.

Если равновесная температура мишени равна T_0 и энергия E передается атомам решетки в начале сферической системы координат $r=0$, то решение (2.14) принимает вид

$$T_{Т.П.}(r,t) - T \sim \frac{E}{k(g^2t)^{3/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{4g^2t}\right). \quad (2.15)$$

Максимальная температура пика $T_{Т.П. \max}$ (при $r=0$) изменяется с течением времени пропорционально $t^{3/2}$, а повышение температуры происходит в области $r = 2g\sqrt{t}$ (полуширина кривой $T_{Т.П.}(r, t) - T_0$).

Коэффициент распыления можно получить как

$$S_{Т.П.} = \int_0^{t_0} A\Phi dt, \quad (2.16)$$

где A — площадь испарения; $A = \pi r^2$. Интегрирование ведется по интервалу времени, за который температура пика изменяется от $T_{Т.П. \max}$ до T_0 .

Распыление в режиме тепловых пиков рассматривалось многими авторами. Наиболее полная теория создана в работе [27]. Однако точность расчетов абсолютных коэффициентов распыления в силу делаемых в работе допущений по-прежнему остается невысокой.

Предполагая, что два режима распыления (каскадный и тепловых пиков) существуют независимо, вклад тепловых пиков в конкретном эксперименте можно определить как разницу между измеренным значением коэффициента распыления и величиной коэффициента распыления, рассчитанного в рамках каскадной теории А. Зигмунда. Такая оценка показывает, что в случае облучения ионами Xe^+ с энергией $E=6$ кэВ серебряной и золотой мишеней $S_{m.n.Ag} = 0,76$ ат/ион и $S_{m.n.Au} = 1,05$ ат/ион и составляют соответственно 5,6 % и 11 % от полного коэффициента распыления.

2.2. Распыление за счет энергии электронного возбуждения

Аналогично тому, как это делалось в п. 2.1.1 (рис. 2.1), можно рассмотреть три режима возбуждения электронов мишени налетающей частицей. В режиме прямой ионизации отдельные акты ионизации (или диссоциации) разнесены в пространстве. Такие одиночные события могут происходить под действием низкоэнергетических ионов ($v_i = e^2/\hbar$). Режим линейных каскадов ионизации наблюдается, когда высокоэнергетические вторичные электроны ($E_e > 100$ эВ) могут вызвать вторичную ионизацию. Этот случай характерен для быстрых первичных частиц ($v_i > e^2/\hbar$). И, наконец, тяжелые быстрые ионы ($v_i \gg e^2/\hbar$) могут создавать плотные ионизационные пики.

Каким образом возбуждение электронной подсистемы мишени приводит к распылению? Распыление мишени происходит в двух случаях. Во-первых, если энергия возбуждения электронов переходит в кинетическую энергию атомов мишени или способствует разрыву связи атомов поверхности, например, сорбированных атомов с твердым телом. Во-вторых, если возбуждение электронов способствует образованию летучих соединений химически активных бомбардирующих частиц с атомами мишени, или атомов остаточного газа с атомами мишени, или выделению летучих компонент материала мишени (химическое распыление).

Процессы, приводящие к распылению за счет неупругих потерь, изучены недостаточно. Мы рассмотрим несколько примеров распыления, имеющих значительный интерес для решения проблемы управляемого термоядерного синтеза.

2.2.1. РАСПЫЛЕНИЕ СОРБИРОВАННЫХ СЛОЕВ

Рассмотрим распыление ионами атомов и молекул, находящихся в состоянии сорбции на поверхности твердого тела на примере атома кислорода, сорбированного поверхностью титана. В этом случае связь Ti-O носит ионный характер, а валентные электроны находятся на ионах O^{2-} (рис. 2.12).

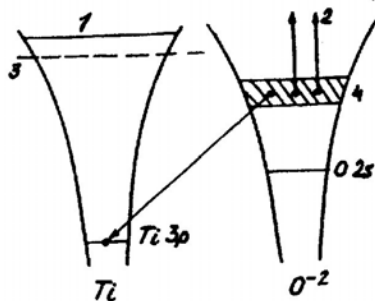


Рис. 2.12. Схема межатомного Оже-распада в TiO₂ [29]:
 1 — зона проводимости; 2 — Оже-электроны; 3 — уровень Ферми; 4 — валентная зона

Бомбардирующий ион или энергичный вторичный электрон могут в результате столкновения создать вакансии в электронной оболочке атома титана, например на уровне Ti 3p. При заполнении вакансии одним из валентных электронов иона O⁻² энергия перехода оказывается достаточной для эмиссии в вакуум двух оставшихся валентных электронов от O^{-2*}. Такие безызлучательные переходы, при которых энергия перехода не уносится электромагнитным квантом, а передается электронам этого же или соседнего атомов или зоны проводимости, называются Оже-переходами (Оже-процессами) (по имени Пьера Оже). В результате Оже-процесса ион O⁻² потеряв три электрона, превращается в положительный ион O⁺, который покидает поверхность под действием кулоновского отталкивания от иона Ti⁺. При отлете от поверхности, на расстояниях порядка периода кристаллической решетки, существует большая вероятность нейтрализации иона O⁺ электронами металла. В этом случае будет регистрироваться расплывенный нейтральный атом кислорода.

* Альтернативным процессом является заполнение дырки электроном зоны проводимости. Относительную вероятность этих двух процессов в реальных условиях оценить трудно. Можно считать, что нарушение кристаллической структуры в поверхностных слоях и радиационные повреждения, вносимые ионной бомбардировкой, приводят к существенному изменению конфигурации зоны проводимости и понижению плотности свободных электронов у поверхности относительно объема металла. Как следствие, уменьшается вероятность заполнения вакансии электроном зоны проводимости.

Похожим образом могут распыляться атомы металла, если они связаны с кристаллической решеткой через электроотрицательный атом. Такая связь осуществляется при осаждении атомов металла на покрытую сорбированным слоем поверхность — ситуация, типичная для вакуумных камер установок термоядерного синтеза.

Распыление сорбированных слоев иначе можно назвать ионно-стимулированной десорбцией, по аналогии с процессом электронно-стимулированной десорбции, механизм которой, предложенный в работе [29], послужил основой при разработке механизма рассматриваемого явления [30].

На диэлектрических поверхностях выход распыления за счет механизма ионно-стимулированной десорбции еще выше, так как отсутствуют электроны в зоне проводимости. По этому же механизму распыляются плохо структурированные напыленные углеродные слои или массивные графиты при повышенных температурах, когда на их поверхности при ионной бомбардировке оказывается большое число слабо связанных с поверхностью атомов.

Ионы, покинувшие поверхность в результате ионно-стимулированной десорбции, имеют характеристическую энергию, равную в грубом приближении энергии, приобретаемой ионом при удалении на бесконечность в поле точечного заряда и сил отталкивания.

$$E = -\frac{e^2}{Q} - W_H, \quad (2.17)$$

где W_H — работа сил отталкивания ($0 < W_H < e^2/4a$); a — первоначальное расстояние между отталкивающимися частицами. Величина E для разных типов сорбционной связи лежит в диапазоне $E \sim 2 \div 20$ эВ. Результаты расчетов по (2.17) хорошо подтверждаются экспериментально. Поэтому энергетические распределения вторичных ионов можно использовать для определения состояния частиц на поверхности.

2.2.2. РАСПЫЛЕНИЕ БЫСТРЫМИ ТЯЖЕЛЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Представителями частиц этой группы являются осколки деления. Обладая энергией $\sim 10^6 \div 10^8$ эВ и зарядом в несколько десятков элементарных зарядов, осколки деления ядер, пролетая через твердое тело, тратят ~ 100 эВ/Å на упругие столкновения и $\sim 10^3 \div \div 10^4$ эВ/Å на ионизацию вещества.

Распыление осколками деления существенно различно в зависимости от размера зерен образцов и величины электронных потерь энергии. Если электронные потери $(dE/dx)_e > 1.3 \times 10^3$ эВ/Å, распыление металлических или диэлектрических мишеней с размерами зерен < 200 Å идет в третьем из описанных выше режимов. Коэффициенты распыления достигают $5 \times 10^2 \div 5 \times 10^4$ ат./оск. и возрастают с ростом величины $(dE/dx)_e$. Зерна подобных размеров часто встречаются в слоях, приготовленных нанесением вещества на подложку путем его распыления или испарения в вакууме, накаливанием и т.п.

При меньших значениях $(dE/dx)_e$ или при бомбардировке крупнозернистых мишеней, к которым относят массивные образцы металлов и сплавов, энергия возбуждения электронов уже не обеспечивает столь интенсивного распыления. В результате величина S падает до 5 — 50 ат./оск., и упругий и электронный механизмы дают сравнимые вклады в распыление.

Для объяснения больших значений S при распылении осколками деления предложено несколько моделей [31]. Модель ионного взрыва, предложенная для сред с большим удельным сопротивлением, предполагает, что в результате ухода части δ -электронов из области трека последняя заряжается положительно. Заряд существует достаточно долго ($\sim 10^{-12}$ с), поэтому под действием кулоновских сил положительные ионы расталкиваются и внедряются в междоузлия. В результате развиваются каскады смещенных атомов, завершающиеся распылением.

Модель ударной волны также предполагает образование положительно заряженной области вокруг трека, разлет из этой области ионов под действием кулоновских сил и образование каскадов. Если средняя скорость сталкивающихся частиц в каскадах превышает скорость звука в веществе ($\sim 10^5$ см/с), то частицы фронта каскада могут играть роль "молотка", производящего сжа-

тие вещества — появляется ударная волна. Выходя на поверхность, волна отрывает от поверхности определенное количество материала.

Модель теплового электронного пика основывается на том, что примерно третья часть энергии осколка, выделившейся на ионизацию, благодаря электрон-фононным взаимодействиям идет на нагрев решетки. Процесс распыления отождествляется с испарением вещества из нагретой области. В этой модели определенным образом учитывается размер зерна материала. Принималось, что в мелкозернистой структуре теплопроводность хуже, высокая температура в треке сохраняется дольше, и, следовательно, большее количество атомов успевает испариться.

В модели изолированного зерна для объяснения резкой зависимости коэффициента распыления от размера зерна предполагается, что зерно в зависимости от его размера либо распыляется полностью, либо совсем не распыляется, т.е. частичного распыления зерна быть не может (за исключением распыления в результате упругих столкновений). При этом механизм распыления зерна может быть любым (ионный взрыв или тепловой электронный пик) в зависимости от параметров эксперимента.

2.2.3. ХИМИЧЕСКОЕ РАСПЫЛЕНИЕ

Явление химического распыления было открыто Гюнтершюльце в 1926 г. Образование и эмиссия с поверхности летучих соединений может происходить при бомбардировке поверхности ионами или атомами водорода, азота, кислорода, галогенов и т.п. Мы рассмотрим лишь закономерности химического распыления графитов и углеродосодержащих материалов под действием ионов водорода, поскольку они широко используются для изготовления элементов вакуумных камер, лимитеров и диверторов термоядерных установок.

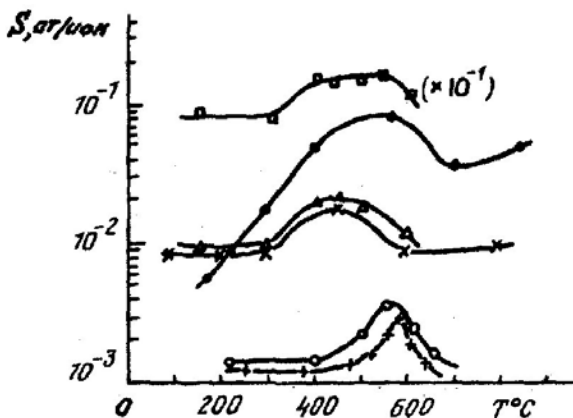


Рис. 2.13. Химическое распыление углеродосодержащих материалов [32]
 ● — графит МПГ-8, H^+ 10 кэВ; x — углеситал УСБ-15, H^+ 10 кэВ; ○ — карбид NbC, H^+ 10 кэВ; + — карбид TaC, H^+ 10 кэВ; □ — углеситал УСБ-15, D_2^+ 4 кэВ; Δ — углеситал УСБ-15, D_2^+ 10 кэВ

Химическое распыление графитов и углеродосодержащих материалов при облучении ионами или атомами изотопов водорода обеспечивается, в основном, покидающими поверхности метилом и метаном (CH_3 и CH_4). Именно их эмиссия определяет высокие значения коэффициента химического распыления, превышающего в ряде случаев на порядок величины коэффициент физического распыления (рис. 2.13).

Было показано, что молекулы углеводородов преимущественно образуются в области внедряющихся ионов. Однако их образование происходит также на всем протяжении зоны торможения ионов и за ней.

Частицы с энергией $E \leq 100$ эВ тормозятся в приповерхностной области (до нескольких десятков атомных слоев), которая в результате ионной бомбардировки оказывается сильно разупорядоченной. Углеводороды, образовавшиеся в этих слоях, легко покидают поверхность даже при комнатных температурах. В этих условиях большую часть эмиссии составляют молекулы CH_3 .

При увеличении энергии бомбардирующих частиц возрастает глубина образования большей части молекул углеводородов. Их

диффузионная подвижность в графите ничтожна при комнатной температуре. Они не могут покинуть графит, и образовавшиеся молекулы, по-видимому, разрушаются вновь внедряющимися ионами. Выход молекул углеводородов (теперь это в основном молекулы C_2H_4) и, соответственно, химическое распыление наблюдается при повышенных температурах (200 — 800 °C). Интересно, что химическое распыление наблюдается в том же диапазоне температур, в котором происходит выход углеводородов при термодесорбции, т.е. при прогреве графита, облученного при низких температурах (раздел 3.3). Более того, в разделе 3.3 показано, что при термодесорбции углеводороды эмитируются после выхода значительной части водорода. Поэтому можно предполагать, что химическое распыление (выход углеводородов из глубины графита в процессе бомбардировки быстрыми ионами) так же, как термодесорбция, происходит при тех температурах, когда из-за массового выхода водорода приповерхностные слои графита оказываются существенно разупорядоченными. При $T \geq 800$ °C концентрация водорода в облучаемом графите снижается (раздел 3.3) и заметного количества углеводородов не образуется.

Следует, конечно, иметь в виду, что температурные рамки образования углеводородов и выход реакции могут в определенной степени варьироваться в каждом конкретном случае в зависимости от материала мишени, энергии и плотности тока ионов. В частности, из рисунка видно, что в ряду углеродосодержащих соединений наименее интенсивно химическое распыление протекает у углестала.

2.3. Эрозия поверхности при возникновении униполярных дуг

Возникновение униполярных дуг обнаружено на поверхности диафрагм и вакуумных камер современных термоядерных установок. Скорость эрозии материала в результате горения униполярных дуг достаточна для того, чтобы объяснить наблюдаемые объемные концентрации примеси материала диафрагм в плазме и скорости осаждения этого материала на стенку вакуумной камеры. Униполярная дуга — это дуга между плазмой (анодом) и твердым

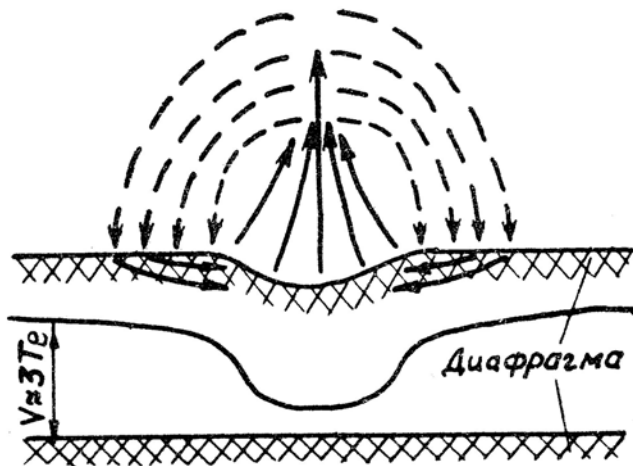


Рис. 2.14. Схема униполярной дуги

телом (катодом). Схема образования униполярной дуги приведена на рис. 2.14. Известно, что контактирующая с плазмой поверхность бомбардируется как ионами, так и электронами плазмы. Так как скорость электронов много больше скорости ионов (в предположении, что ионная и электронная температуры различаются не сильно), поток электронов на поверхность вначале намного превышает поток ионов, и в результате на поверхности появится отрицательный относительно плазмы потенциал. Этот потенциал называется амбиполярным (или ленгмюровским) и равен

$$V = \frac{kT_e}{2} \ln \frac{M}{2\pi m_e} \cdot \frac{T_e}{T_e + T_i}, \quad (2.17)$$

где m_e — масса электрона, T_i , T_e — ионная и электронная температуры, M — масса ионов плазмы.

Электрон-электронная эмиссия с поверхности стремится уменьшить $|V|$. Поскольку выход вторичных электронов меньше 1 при $E_e < 100$ эВ, потенциал стенки остается отрицательным и принимает значение от kT_e до $3kT_e$ в зависимости от эмиссионной способности поверхности. Амбиполярный потенциал уменьшает поток электронов до величины ионного потока. Однако если локальные участки поверхности в силу каких-то причин (см. ниже) разогреют-

ся до появления интенсивной термоэлектронной эмиссии, то $|I|$ уменьшится, и электроны плазмы устремятся в эти места, разогревая их далее. Сформируются токовые жгуты, опирающиеся на горячие эмиттеры — так называемые катодные пятна. Температура пятен будет расти еще и в силу нагрева протекающим током. Для существования дуги эмиссионный ток должен возвращаться на поверхность, т.е. электрический контур должен замкнуться. Тока быстрых электронов из плазмы в пятно для этого не достаточно. Однако в силу высокой подвижности электронов в плазме амбиполярный потенциал ослабится в области, намного превышающей площадь катодного пятна*. В этой области вокруг пятна из плазмы на поверхность устремится поток сравнительно энергичных электронов, компенсируя ток холодных электронов термоэмиссии из катодного пятна в плазму. Так образуется замкнутый электрический контур и возникает дуга.

Рассмотрим критерии горения униполярной дуги. Ток, переносимый дугой, описывается выражением

$$I_g = neS \left(\frac{kT_e}{2\pi m} \right)^{1/2} \cdot \left\{ \exp \left[-\frac{e(V - V_1)}{kT_e} \right] - \exp \left(\frac{eV}{kT_e} \right) \right\} \quad (2.18)$$

где n — плотность плазмы; S — площадь, занимаемая дугой на поверхности катода, т.е. площадь, на которую поступают электроны плазмы, компенсирующие термоэмиссионный ток катодного пятна; V_1 — величина уменьшения потенциала вблизи катодного пятна, V — катодное падение потенциала. Исследования униполярных дуг показали большое сходство процессов, происходящих в этом случае на поверхности, с аналогичными процессами в хорошо изученных вакуумных дугах.

Для вакуумных дуг известно, что катодное пятно, возникновение которого является необходимым условием появления дуги, может образоваться только при токах I_g , больших некоторого кри-

* В установках с большим магнитным полем этот процесс, казалось бы, должен был прекратиться, как только остынет магнитная трубка, опирающаяся на пятно, т.е. как только на поверхность уйдут все электроны с энергией, большей $e|V|$. В действительности неустойчивости могут существенно расширить ее вдали от диафрагмы. В результате, как и в отсутствие магнитного поля, амбиполярный потенциал ослабится в области, значительно большей, чем катодное пятно.

тического тока I_{\min} , равного примерно 10 А. Другим условием существования дуги является необходимость иметь катодное падение потенциала $V \approx 10 \div 20$ В. Поэтому должно выполняться $V_1 \geq 10 \div 20$ В. Первое условие можно записать в виде $I_g \geq I_{\min}$ или, используя (2.18), получим

$$neS \left(\frac{2\pi mkT_e}{M^2} \right)^{1/2} \cdot \left[\exp \frac{eV_1}{kT_e} - 1 \right] \geq I_{\min}. \quad (2.19)$$

Из (2.19) можно заключить, что при данных параметрах плазмы площадь дуги не может быть меньше некоторой величины S_{\min} . Видно также, что величина nS_{\min} должна расти с ростом температуры. В работе [33] было показано, что при $n = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $T_e = 80$ эВ, $S_{\min} \geq 0,2 \text{ см}^2$.

Общая площадь поверхности, занимаемая дугой, составляет обычно величину $\leq 1 \text{ см}^2$, хотя радиус катодного пятна не превышает, как правило, нескольких микрометров. Ток дуги изменяется в интервале 10 — 100 А, а плотность тока в пятне достигает 10^6 — $10^8 \text{ А}\cdot\text{см}^{-2}$.

Какие изменения происходят на поверхности при горении униполярных дуг? Металл в катодном пятне плавится, испаряется, а также удаляется в виде отрицательных ионов и отдельных капелек. На месте возникновения катодного пятна вырабатывается кратер, а вокруг него — кольцообразный холмик выброшенного из кратера материала. Над пятном формируется облако плотной металлической плазмы. Диаметр кратера обычно не превышает 10 мкм, а глубина составляет 1 — 5 мкм. Из каждого кратера выбрасывается примерно 10^{12} — 10^{13} атомов. Однако следует отметить, что возможно многократное образование дуг в ограниченной области поверхности. При этом материал повреждается на глубину 100 — 200 мкм.

Через определенное время горения ($\tau \leq 10^{-6}$ с) дуга гаснет или "перепрыгивает" на другое место и образует на поверхности новое катодное пятно и новый кратер. Причиной такого поведения оказываются неустойчивости, присущие дуге, как и любому плазменному столбу с током (конфигурация Z-пинча). В частности, "перепрыгивание" дуги есть следствие развития случайно возникшего изгиба шнура. Изгиб, возникнув, увеличивается до тех пор, пока

дуга не перепрыгнет в направлении изгиба. В отсутствие магнитного поля направления изгибов и перемещений дуги являются случайными. При наличии внешнего магнитного поля B_0 дуга оказывается неустойчивой только в определенных направлениях изгибов. Соответственно, появляется выделенное направление ее перемещений, которое определяется как $[\vec{I} \times (-\vec{B})]$ [34].

В результате такого движения следы горения дуг в ТЯУ предстают в виде вытянутых в линию кратерных цепочек, общей шириной в несколько десятков микрометров и длиной 0,1 — 1 см. Каждая дуга, образующая цепочку кратеров, существует несколько десятков микросекунд, и за это время из кратеров выбрасывается около 10^{16} атомов. Общая скорость эрозии в результате воздействия дуг оказывается чрезвычайно высокой. Для никеля, например, по данным работы [33], она составила $1,6 \times 10^{18}$ ат·см⁻²·с, что на несколько порядков величины превышает ожидаемую скорость эрозии первой стенки Международного Экспериментального Реактора Токамака (ИТЭР) за счет распыления. Из-за высоких скоростей эрозии униполярные дуги представляют собой крайне нежелательную форму контакта плазмы со стенкой. Поэтому важно попытаться определить условия, при которых уменьшается эрозия за счет дугообразования.

Было замечено, что размеры кратеров уменьшаются при увеличении температуры плавления материала. Вероятность возникновения дуг уменьшается при удалении с поверхностей диэлектрических включений, которые отличаются повышенной эмиссией электронов и служат центрами зарождения дуг.

Дуги локализуются вокруг царапин и дефектов на поверхности. Количество дуг уменьшается на полированных поверхностях. Однако распыление, блистеринг, образование вискерсов и конусов постепенно приводят к развитию рельефа и восстановлению условий для образования дуг.

3. ПРОЦЕССЫ, СТИМУЛИРУЕМЫЕ ВНЕДРЕНИЕМ ИОНОВ ГАЗОВ В ТВЕРДЫЕ ТЕЛА И ЖИДКОСТИ

3.1. Образование газовых полостей (блистеринг, флекинг) на поверхностях твердых тел при ионном облучении

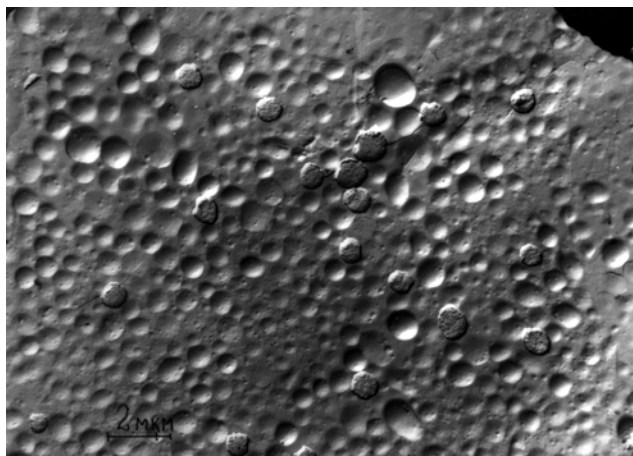


Рис. 3.1. Блистеры на молибденовом сплаве ЦМ-6 [35]
(He^+ , $E_i = 20$ кэВ, $\Phi = 5 \cdot 10^{17}$ ион/см², $T = 330$ К)

Блистеринг — образование газовых полостей (блистеров) в приповерхностных слоях твердого тела при его облучении газовыми ионами (рис. 3.1) — впервые был обнаружен в 1966 г. Формирование и последующее разрушение блистеров приводит к изменению рельефа поверхности и ее физических свойств. Первая стенка термоядерных установок, диафрагмы, приемные пластины дивертора подвергаются интенсивному облучению ионами плазмы. Поэтому блистеринг представляет собой один из механизмов эрозии контактирующих с плазмой материалов термоядерных установок.

3.1.1. ЗАКОНОМЕРНОСТИ БЛИСТЕРООБРАЗОВАНИЯ

Блистеринг наблюдался при облучении металлов и диэлектриков, кристаллических и аморфных материалов ионами плохо

растворимых газов, в особенности гелия^{*}. Его образование начинается с определенной дозы облучения, называемой критической дозой Φ_{kr} [35]. Она растет с энергией ионов, а также с увеличением растворимости газа. В частности, для водорода Φ_{kr} больше, чем для гелия, соответственно $\sim 10^{17}$ и 10^{16} ион/см². Очевидно, что если за время облучения дозой Φ_{kr} распылится слой, больший, чем средняя глубина проникновения ионов R_i , то концентрация атомов газа в поверхностном слое мишени будет всегда меньше критической и блистеры не образуются. Отсюда следует условие возникновения блистеринга [35]

$$S \Phi_{kr} < R_i N, \quad (3.1)$$

где S — коэффициент распыления; N — плотность атомов мишени. Для тяжелых (ионов аргона, криптона, ксенона) коэффициент распыления велик, условие (3.1) не выполняется, и "блистеринг" не наблюдается. Критическая доза зависит также от температуры мишени, а для монокристаллических мишеней — еще и от их кристаллографической ориентации. На величину Φ_{kr} влияет также вид энергетического спектра бомбардирующих ионов. При уширении спектра критическая доза увеличивается.

Можно выделить два заметно различающихся типа блистеров. Будем называть "большими" те из них, глубина образования (т.е. толщина крышек t) которых совпадает со средней глубиной проникновения R_p ионов при больших энергиях ионов ($E_i \geq 40$ кэВ) и превышает ее при низких энергиях ионов [36]. «Малые» блистеры появлялись на поверхности, свободной от «больших» блистеров, и на их крышках (рис. 3.2). Поперечные размеры «малых» блистеров редко превышают 1000 — 2000 Å, а толщина крышек 200 — 300 Å. Обе эти величины слабо зависят от материала мишени и энергии ионов [37]. В ряде случаев удалось установить предельную энергию E_{max} существования "малых" блистеров. Например, в случае облучения корундов ионами водорода $E_{max} \approx 30$ — 35 кэВ. В этом случае при дозе 10 ион/см² в крышках многих блистеров уже наблюдались дырочки, по-видимому, сквозные. При

* Следует отметить, что блистеры не образовывались, если система бомбардирующие ионы — материал мишени, являлась химически активной, как, например, в рассматриваемом ниже случае облучения ионами водорода плавленного кварца

увеличении дозы до 10 ион/см^2 травление таких дырочек приводит к полному уничтожению крышек.



Рис. 3.2. «Маленькие блистеры» (лейкосапфир, H^+ , $E_i = 10 \text{ кэВ}$, $\Phi = 1 \cdot 10^{18} \text{ ион/см}^2$, $T = 400 \text{ К}$)

Размеры "больших" блистеров определяются в основном энергией ионов и температурой. В случае невысоких температур ($T \leq 200 \text{ }^\circ\text{C}$) блистеры чаще всего бывают круглыми. Однако при наличии на поверхности царапин, напряжений или каких-то выделенных направлений (например, на поверхности монокристаллов) блистеры могут иметь форму овалов, эллипсов и даже параллелепипедов. Размеры блистеров растут с энергией и примерно пропорциональны $t^{3/2}$. Известно, что $R_p \sim E_i^{1/2}$ для легких ионов в диапазоне энергий $E_i \approx 10^3 \div 10^5 \text{ эВ}$. Поэтому можно предполагать для размеров блистеров зависимость, близкую к $d \sim E^{3/4}$. Средние размеры блистеров на корундах хорошо описывались зависимостью $d \sim E^{4/5}$ [37].

При повышенных температурах ($T \geq 200$ °С) и достаточно больших энергиях ионов блистеры определенной формы и размеров не формируются, а происходит вздутие и затем отделение больших фрагментов облученной поверхности, размеры которых часто достигают размеров в сотни квадратных микрон. Этот процесс называют шелушением (флекингом). Следует отметить, что на диэлектриках флекинг наблюдался не всегда. В частности, он наблюдался на стеклах, кварце, но его не было на корундах.

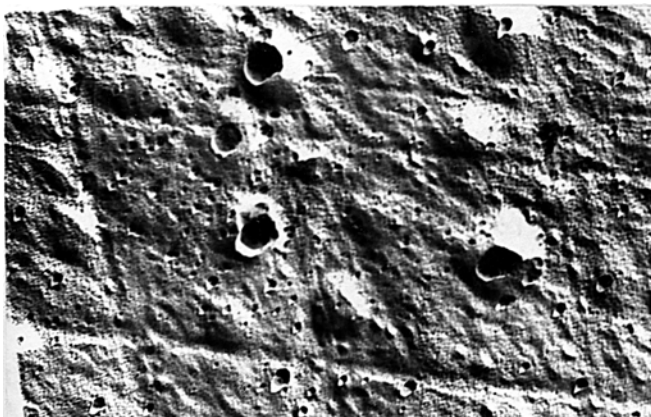


Рис. 3.3. Разрушение «больших» блистеров через растравливание каналов в их крышках (лейкосапфир, H_2^+ , $E_i = 40$ кэВ, $\Phi = 0.5 \cdot 10^{18}$ ион/см², $T = 400$ К)

При увеличении дозы облучения свыше $\Phi \approx 10^{19}$ ион/см² начинается разрушение газовых полостей. На металлах часто наблюдался отрыв крышек блистеров (рис. 3.1), а также растрескивание крышки по диаметру или периметру и дальнейшее ее распыление и частично испарение. На диэлектриках при энергиях ионов, не превышающих 10 — 20 кэВ, слет крышек наблюдался лишь в единичных случаях. Разрушение блистеров обычно происходило через образование трещин или вследствие разрушения "малых" блистеров, находящихся на крышке, с последующим образованием канала между внутренними полостями обеих блистеров и его растравливанием вплоть до полного уничтожения крышки (рис. 3.3). При больших дозах облучения ($\Phi = 10^{19} - 10^{20}$ ион/см²) ионами с энергией $E_i = 20$ кэВ крышки блистеров часто не имели куполообразной формы. Они изгибались и опускались (рис. 3.4). Причем изогнув-

шиеся и опустившиеся крышки выглядели целыми, на них не было трещин или сквозных отверстий. Опустившиеся крышки могли находиться ниже уровня поверхности. Это свидетельствовало о более быстром утонении крышек по сравнению с приповерхностным слоем первоначально той же толщины.



Рис. 3.4. Изгибание и опускание крышек блистеров (лейкосапфир, H_2^+ , $E_i = 35$ кэВ, $\Phi = 1 \cdot 10^{18}$ ион/см², $T = 400$ К)

При разрушении газовых полостей резко возрастает эрозия поверхности. Во время отрыва крышек коэффициент эрозии S может составлять ≈ 1 ат/ион.

После удаления с поверхности крышек блистеров или отшелушивания возможно образование блистеров или отшелушивание следующего поколения [38]. При больших энергиях ионов может быть несколько поколений блистеров, при малых энергиях ($E_i \leq 10$ кэВ) наблюдается лишь одно поколение блистеров, а после распыления образуется губчатая пористая поверхность и блистеры уже не появляются.

Зависимость блистеринга от температуры проявлялась по-разному на металлических и диэлектрических мишенях.

На металлах [35] при малых T наблюдаются блистеры определенного диаметра. При $T > (0,1 - 0,2) T_{пл}$ блистеры сменяются отшелушиванием, в результате чего увеличивается коэффициент

эрозии S . В интервале температур $0,4 T_{пл} < T < (0,5 - 0,6) T_{пл}$ отшелушивание опять сменяется блистерами, причем с ростом температуры в этом интервале их размеры уменьшаются. При $T > (0,5 - 0,6) T_{пл}$ под облучением образуется пористая поверхность, не подверженная блистерингу.

На корундах при отсутствии стадии флекинга размеры блистеров слабо увеличиваются с температурой в диапазоне 100 — 800 К. Их плотность при этом сначала растет (100 — 300 К), а затем уменьшается (300 — 800 К), и при 900 К блистеры исчезают практически полностью.

Таким образом, видно, что основные закономерности блистеринга на металлах и диэлектриках подобны. Вместе с тем есть и некоторые особенности, определяемые различиями их физических свойств.

3.1.2. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ БЛИСТЕРИНГА

Существует несколько теоретических описаний блистеринга [35, 37, 39]. В этих работах собственно блистеринг и флекинг рассматриваются как возможные пути трансформации поверхности, насыщенной газом при ионной бомбардировке. Предполагается, что при бомбардировке газовыми ионами в приповерхностных слоях образуются макроскопические пузырьки внедренного газа (пузырьки размерами $> 10 \text{ \AA}$ действительно наблюдались экспериментально). Появление пузырьков можно рассматривать как результат фазового превращения в системе "материал мишени — внедренный газ" [37, 40]. Возникнув в результате случайной флуктуации в плотности внедренного газа, такие пузырьки начинают расти за счет диффузии газа из окружающего пространства. По мере их роста в приповерхностном слое развиваются нормальные поверхности сжимающие напряжения, которые в конце концов приводят к разрыву материала между пузырьками и образованию трещины (рис. 3.5). Слой материала над трещиной изгибается под действием напряжений, образуя блистеры. При высоких температурах основную роль в формировании трещины играет, по-видимому, давление газа, выделяющегося в полость трещины из пузырьков. В

результате трещина не локализуется, и отшелушиваются большие участки поверхности.

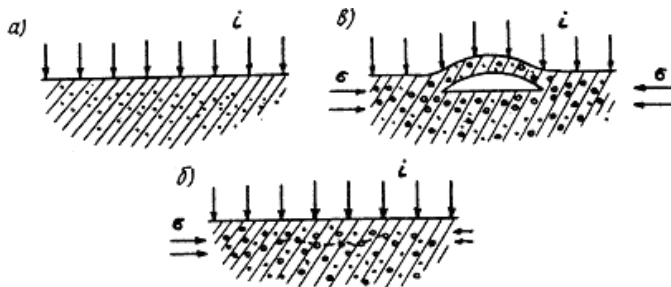


Рис. 3.5. Схема образования блистеров: внедрение газа (а); формирование пузырьков, возникновение сжимающих напряжений σ , появление трещины (б) и образование блистера (в)

Проведем полуфеноменологическое рассмотрение блистеринга [2]. Такой подход позволяет, не прибегая к серьезному математическому аппарату, объяснить основные экспериментальные факты и достаточно полно выявить суть явления.

Следуя рассуждениям, изложенным в [35], будем считать, что блистеры образуются за счет энергии деформации, возникающей в твердом теле при внедрении ионов. Можно полагать, что на деформацию идет вся энергия, необходимая для внедрения атома в междоузлие (например, согласно [41] энергия внедрения атома гелия в междоузельное положение кристалла меди составляет 1,97 эВ, а вольфрама — 5,44 эВ). Тогда величина среднего по объему избыточного давления, возникающего в кристалле при внедрении атомов в междоузельные положения, запишется как

$$\sigma = H C_i, \quad (3.2)$$

где H — энергия внедрения; C_i — концентрация внедренных междоузельных атомов.

Выражение (3.2) остается справедливым и для комплексов внедренных атомов, если выполняется принцип суперпозиции. Однако поскольку при ионном внедрении создаются вакансии, то часть внедренных атомов связывается с ними и их комплексами и

не дает вклада в деформацию решетки. Если допустить линейное уменьшение давления с ростом концентрации вакансий, тогда

$$\sigma = H(C_i - C_v \frac{\Omega}{\Omega_i}), \quad (3.3)$$

где C_v — концентрация вакансии; коэффициент Ω/Ω_i — можно интерпретировать как отношение объема вакансии Ω к объему внедренного атома Ω_i , находящегося в вакансии. В (3.3) нет членов, учитывающих тепловые вакансии и собственные атомы решетки, выбитые в междоузельные положения при столкновении с внедряющейся частицей. Это объясняется, тем, что концентрация радиационных вакансий в области внедрения ионов много больше концентрации тепловых, а атомы решетки, выбитые в междоузлия, благодаря высокой диффузионной способности, быстро покидают область внедрения.

До возникновения трещины напряжение в слое внедрения локально изотропно. Поэтому можно положить $\sigma_{jk} = \sigma \delta_{jk}$, где σ определяется формулой (3.3). Естественно, что разрыв материала и образование трещины происходят на глубине, где $\sigma(x)$ максимально, и при такой дозе, когда σ_{\max} достигает предела прочности σ_t (либо предела текучести σ_f , если предположить, что трещина образуется в результате объединения мелких пузырьков газа при текучести материала). Следует иметь в виду, что и предел прочности σ_t , и предел текучести σ_f в рассматриваемом случае могут существенно отличаться от табличных значений, поскольку речь идет о тонком слое (меньшем, чем расстояние между дислокациями), а для тонких пленок σ_t и σ_f могут иметь другие значения. Кроме того, этот слой поврежден при внедрении ионов.

Рассмотрим теперь распределение напряжений σ по глубине x . В первом приближении концентрации внедренных атомов $C_i(x)$ и вакансий $C_v(x)$ имеют гауссовское распределение по глубине

$$C_i(x) = \frac{\Phi}{\sqrt{2\pi\Delta\bar{R}_i^2}} \exp -\frac{(x - \bar{R}_i)^2}{2\Delta\bar{R}_i^2} ; \quad (3.4)$$

$$C_V(x) = \frac{N\Phi}{\sqrt{2\pi\Delta\bar{R}_V^2}} \exp -\frac{(x - \bar{R}_V)^2}{2\Delta\bar{R}_V^2} ,$$

где Φ — доза облучения; \bar{R}_i — средняя глубина проникновения ионов; \bar{R}_V — средняя глубина образования вакансий; $\Delta\bar{R}_i^2$ — сред-неквадратичный разброс глубин проникновения ионов; $\Delta\bar{R}_V^2$ — среднеквадратичный разброс глубин образования вакансий (обычно $\bar{R}_i > \bar{R}_V$ и $\Delta\bar{R}_i^2 > \Delta\bar{R}_V^2$); N — число вакансий, созданных одним ионом и попавших в комплексы с атомами газа.

Для больших энергий ионов, когда $\sqrt{\Delta\bar{R}_i^2} \ll \bar{R}_i$, на малых глубинах $C_i(x) < C_V(x)\Omega/\Omega_i$. Это означает, что имеются пузырьки газа с малым давлением и сжимающие напряжения в приповерхностном слое не появляется. Слой повышенного давления возникает на некоторой глубине. При малых энергиях, когда $\Delta\bar{R}_i^2$ и $\Delta\bar{R}_V^2$ относительно велики, слой повышенного давления начинается от поверхности.

Глубина, где $\sigma(x)$ — максимальная (эта глубина отождествляется с толщиной крышки блистеров l), определится из условия $\sigma'(x) = 0$. Для распределений (3.4) напряжения, определяемые (3.3), максимальны при

$$l = \frac{\bar{R}_V\Delta\bar{R}_i^2 - \bar{R}_i\Delta\bar{R}_V^2}{\Delta\bar{R}_i^2 - \Delta\bar{R}_V^2} + \sqrt{\frac{\bar{R}_V\Delta\bar{R}_i^2 - \bar{R}_i\Delta\bar{R}_V^2}{\Delta\bar{R}_i^2 - \Delta\bar{R}_V^2}^2 - \frac{L\Delta\bar{R}_i^2\Delta\bar{R}_V^2 + \bar{R}_i^2\Delta\bar{R}_i^2 - \bar{R}_V^2\Delta\bar{R}_V^2}{\Delta\bar{R}_i^2 - \Delta\bar{R}_V^2}} \quad (3.5)$$

$$L = \ln \left[N \frac{\Omega}{\Omega_i} \frac{l - \bar{R}_V}{l - \bar{R}_i} \left(\frac{\Delta \bar{R}_V^2}{\Delta \bar{R}_i^2} \right)^{3/2} \right].$$

Следует обратить внимание, что в (3.5) N входит множителем с Ω/Ω_i и является по существу подгоночным параметром. Множитель $N\Omega/\Omega_i$ стоит под логарифмом, который, в свою очередь, является слагаемым под корнем, поэтому даже при изменении $N\Omega/\Omega_i$ на 1-2 порядка l меняется всего на 50 %.

Если $\Delta \bar{R}_i^2 = \Delta \bar{R}_V^2$ и $\bar{R}_i > \bar{R}_V$, то

$$l = \frac{\bar{R}_i + \bar{R}_V}{2} + \frac{\Delta \bar{R}_i^2}{\bar{R}_i - \bar{R}_V} L. \quad (3.6)$$

Если $\bar{R}_i = \bar{R}_V$ и $\Delta \bar{R}_i^2 > \Delta \bar{R}_V^2$, то

$$l = \bar{R}_i + \sqrt{L \frac{\Delta \bar{R}_i^2 \Delta \bar{R}_V^2}{\Delta \bar{R}_i^2 - \Delta \bar{R}_V^2}}. \quad (3.7)$$

Благодаря выбранной форме распределений $C_i(x)$ и $C_V(x)$, формулы (3.5) — (3.7) количественно объясняют наблюдаемую экспериментально зависимость размеров "больших" блистеров от параметров внедрения и, следовательно, энергии ионов. При малых энергиях, когда $\sqrt{\Delta \bar{R}_i^2} \geq \bar{R}_i$, l существенно больше \bar{R}_i , а при больших энергиях $\sqrt{\Delta \bar{R}_i^2} \ll \bar{R}_i$ и l близко к \bar{R}_i . Для количественного сравнения l с экспериментом необходимо знать распределения $C_i(x)$ и $C_V(x)$, а также подгоночный параметр $N\Omega/\Omega_i$. Это сделано в более точной теории [35].

Для объяснения появления "малых" блистеров в работе [37] использован другой вид распределений $C_i(x)$ и $C_V(x)$. Действительно, появление слоя с "маленькими" блистерами вблизи поверхности свидетельствует о существовании в этом слое определенной концентрации внедренного газа и возникновении соответствующих напряжений. Наличие внедренного газа в приповерхностном слое может определяться характером торможения ионов, а также диф-

фузией к поверхности атомов газа из областей максимальной концентрации. Для учета присутствия внедренного газа и вакансий вблизи поверхности запишем выражения для их концентраций следующим образом.

$$\left. \begin{aligned} C_i^*(x) &= A \left[1 - \alpha (x - \bar{R}_i) \right] \exp \left[-\frac{(x - \bar{R}_i)^2}{2\Delta\bar{R}_i^2} \right]; \\ C_V^*(x) &= B \left[1 - \beta (x - \bar{R}_V) \right] \exp \left[-\frac{(x - \bar{R}_V)^2}{2\Delta\bar{R}_V^2} \right], \end{aligned} \right\} \quad (3.8)$$

где α и β — параметры, определяющие степень несимметричности распределений $C_i^*(x)$ и $C_V^*(x)$, другими словами, параметры, характеризующие наличие газа и вакансий в приповерхностных слоях; A и B — константы нормировки

$$A = \Phi \sqrt{2\pi\Delta\bar{R}_i^2} + \alpha\bar{R}_i \exp -\frac{\bar{R}_i^2}{\Delta\bar{R}_i^2}^{-1},$$

$$B = N\Phi \sqrt{2\pi\Delta\bar{R}_V^2} + \alpha\bar{R}_V \exp -\frac{\bar{R}_V^2}{\Delta\bar{R}_V^2}^{-1}.$$

При таком выборе профилей концентраций внедренных частиц и вакансий экстремумы функции $\sigma(x)$ (3.3), определенные условием $\sigma'(x) = 0$, получим из выражения

$$\begin{aligned} \frac{A}{B} \frac{\Omega_i}{\Omega} \exp -\frac{(l - \bar{R}_i)^2}{\Delta\bar{R}_i^2} + \frac{(l - \bar{R}_V)^2}{\Delta\bar{R}_V^2} &= \\ &= \frac{\Delta\bar{R}_i^2 (l - \bar{R}_V) - \beta(l - \bar{R}_V)^2 + \frac{1}{2}\beta\Delta\bar{R}_V^2}{\Delta\bar{R}_V^2 \alpha(l - \bar{R}_i)^2 - (l - \bar{R}_i) - \frac{1}{2}\alpha\Delta\bar{R}_i^2}. \end{aligned} \quad (3.9)$$

Графическое решение (3.9) для наиболее типичного случая $\bar{R}_V \leq \bar{R}_i$ и $\Delta \bar{R}_i^2 \approx \Delta \bar{R}_V^2$ приведено на рис. 3.5, а. В этом случае на кривой $\sigma(x)$ имеются два максимума (рис. 3.5, б) и, следовательно, должны появиться две группы блистеров, расположенных на глубинах $x=l_1$ и $x=l_2$. Интересно отметить, что даже при выборе распределений газа и дефектов симметричными ($\alpha = 0, \beta = 0$) при определенных соотношениях $N\Omega/\Omega_i$, \bar{R}_i , \bar{R}_V на кривой $\sigma(x)$ появляется второй, правда весьма слабый, максимум.

Анализ (3.9) показывает, что первый максимум ($x=l_1$) существует до какого-то значения энергии ионов E_{\max} , а второй ($x=l_2$) появляется, начиная с некоторого значения E_{\min} . Таким образом, возникновение на кривой $\sigma(x)$ двух максимумов и, следовательно, двух типов блистеров возможно в определенном энергетическом интервале $E_{\min} \leq E \leq E_{\max}$ как это и наблюдалось экспериментально.

Используя (3.3) и (3.8), можно найти критическую дозу Φ_{kr} , при которой напряжения на глубине образования блистеров l достигнут до предела прочности $\sigma(l) = \sigma_i$ и возникнут трещины. Приведем, однако, более простое выражение для Φ_{cr} :

$$\Phi_{cr} = \frac{\sigma_i}{H} \sqrt{\Delta \bar{R}_i^2(E)}. \quad (3.10)$$

Полученное при несколько более грубых приближениях, (3.10) качественно правильно представляет рост величины $\Phi_{cr}(E)$ при увеличении энергии ионов. Предполагая, что после развития трещины слой материала над ней быстро теряет устойчивость и вспучивается, Φ_{cr} можно принять за критическую дозу образования блистеров.

Зависимость размера блистеров от глубины образования можно объяснить, используя аналогию между вспучиванием крышки блистера и отклонением центра круглой пластины. Из теории пластин известно, что величина отклонения

$$K = \frac{K_0}{l-p}, \quad p = \frac{d^2 \sigma}{kN^*}, \quad (3.11)$$

где K_0 — отклонение в отсутствие сжимающих напряжений ($\sigma=0$) в результате лишь поперечно приложенной силы (давления газа в полости); d — радиус пластины; $N^* = El^3/12(1-\nu^2)$ — жесткость пластины (l — толщина пластины, E — модуль Юнга, ν — коэффициент Пуассона); k — коэффициент, зависящий от краевых условий ($k \sim 1,4$ для пластин с опертым краем, $k=4,9$ для пластин с закрепленным краем); интегральное напряжение $\sigma = \int_0^l \sigma_{rr}(x) dx$

($\sigma_{rr}(x)$ — радиальное (боковое) напряжение на глубине x). Из (3.11) видно, что даже при малом K_0 появляется неустойчивость пластины.

Переход к пластической деформации (т.е. появление блистеров согласно принятой аналогии) происходит при стремлении знаменателя в выражении для K к нулю. Из условия $l-p = 0$ (при $\sigma = \text{const}$) получается зависимость $d \sim l^{3/2}$. Именно такая зависимость размера блистера от толщины крышки отмечалась экспериментально. Аналогия с пластиной позволяет также понять эффект отшелушивания значительных участков поверхности — флекинг. Если вспучивание (изгибание пластины) происходит только под действием давления газа в полости, то изгибающий момент на краю трещины не уменьшается при увеличении ее размеров, так как в растущую полость попадают все новые порции газа и давление в ней не спадает. В результате трещина, однажды возникнув, будет расширяться без конца, что похоже на процесс отшелушивания с отделением больших участков поверхности.

Таким образом, результаты экспериментального изучения закономерностей блистеринга и теоретический анализ различных факторов его развития показывают, что блистеринг, в отличие, например, от распыления, проявляется при соблюдении комплекса весьма конкретных условий, связанных с видом ионов, дозой облучения, температурой мишени. Вместе с тем выброс материала с поверхности и изменение ее рельефа при возникновении и последующем разрушении газовых пузырей — блистеров — или при шелушении поверхности весьма значительны и могут внести суще-

ственные коррективы в условия работы электровакуумных установок.

3.2. Образование газовых полостей на поверхности жидкостей при ионном облучении

Процессы, приводящие к образованию блистеров на облучаемой плазмой поверхности жидкого металла и эмиссии материала с поверхности, весьма специфичны и значительно отличаются от того, что наблюдается на поверхности твердых тел.

Основные закономерности этих явлений демонстрируются на примере сплава С-ГИО, содержащего 67 % галлия, 20,5 % индия и 12,5 % олова [42]. Выбор сплава С-ГИО обусловлен тем, что он имеет низкую температуру плавления (сплав жидкий уже при комнатной температуре), и низкую упругость паров при температуре облучения (350-400 °С), скорость его окисления в остаточном газе установки незначительна. Эти обстоятельства облегчают проведение экспериментов в плазменной установке: не требуется прилагать дополнительных усилий для плавления сплава, очистки его поверхности от окислов, предотвращения попадания паров компонентов сплава в плазму.

В описываемых экспериментах образец сплава С-ГИО, находящийся в жидком состоянии в ванночке из нержавеющей стали, облучался ионами газового разряда. Разряд зажигался на аргоне, гелии или дейтерии и, соответственно, поверхность сплава облучалась ионами Ar^+ , He^+ , D_2^+ (ионы D_2^+ составляли примерно 85 % всех ионов плазмы, остальное — D_1^+ и D_3^+). Эксперименты проводились в стеклянной вакуумной камере, допускающей визуальное наблюдение за облучаемой поверхностью образца (рис. 3.6).

Наблюдения показали, что в процессе облучения ионами гелия дейтерия или аргона в приповерхностных слоях образцов появлялись газовые пузыри. Они росли (особенно интенсивно на последней стадии своего развития) и, наконец, лопались, разбрызгивая капли. Над расплывающейся поверхностью был установлен коллектор. Размеры и количество капель, осевших на коллектор, измерялись. Оказалось, что размеры капель и их поток зависели от времени облучения и вида ионов.

В случае ионов He^+ ($E = 10^3$ эВ, $j = 3,2$ мА/см²) капли размерами до микрометра появлялись уже через 3 — 5 мин облучения. Через 20 — 25 мин на поверхности жидкости появлялись пузыри размером до 2 — 3 мм и при их разрушении на коллекторе осаждались капли размером 0,1 — 1 мм. После 100 — 300 мин облучения образование макроскопических пузырей и осаждение капель на коллекторе прекращалось.

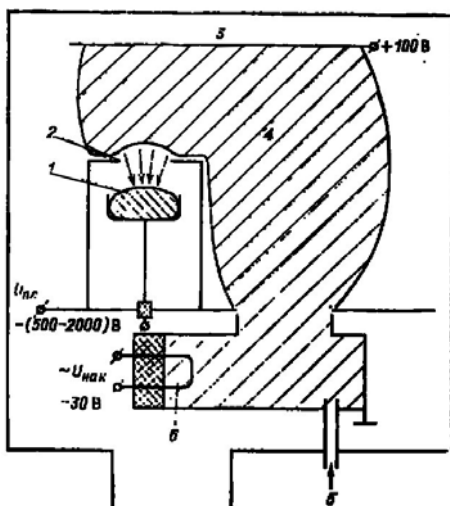


Рис. 3.6. Схема экспериментальной установки:
 1 — поверхность жидкометаллического образца
 2 — диафрагма
 3 — анод
 4 — область плазмы
 5 — напуск газа (He, D, Ar)
 6 — катод в вакуумной системе

В дальнейшем проводили эксперименты по измерению коэффициента распыления сплава ионами He^+ и D^+ и определению характера эрозии поверхности и результата совместного действия распыления и разбрызгивания, связанного с блистерингом.

Измеряли потери массы мишени Δm и результате облучения и рассчитывали число покинувших поверхность атомов на один бомбардирующий ион S . Если условия облучения были таковы, что

образование пузырей не происходило (низкая плотность потока ионов j , малое время облучения $t_{\text{обл}}$), коэффициент S фактически являлся коэффициентом распыления. Когда эмиссия частиц определялась как распылением, так и разбрызгиванием, коэффициент S характеризовал общую эрозию.

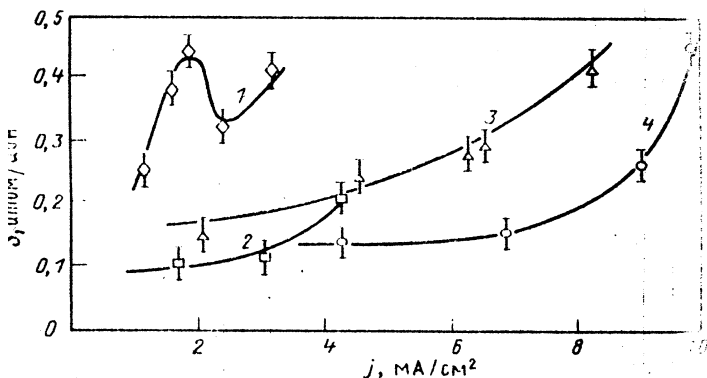


Рис. 3.7. Зависимость коэффициента общей эрозии от плотности тока ионов He (\diamond — энергия 1 кэВ) и D (\square , \triangle , \circ энергия 250 эВ, 500 эВ, 1 кэВ соответственно)

Зависимости $S(j) \sim \Delta m / t_{\text{обл}}$ при постоянном времени облучения $t_{\text{обл}}$ приведены на рис. 3.7. Видно, что при низкой плотности тока ионов дейтерия $S(j) = \text{const}$, и можно считать, что при $j \rightarrow 0$ величина $S(j)$ является коэффициентом распыления для соответствующей энергии ионов. Коэффициент распыления, определенный таким образом, увеличивается с ростом энергии ионов, что соответствует теоретическим представлениям. При повышении плотности тока ионов потери массы мишени резко возрастают, начинается разбрызгивание, причем плотность тока, при котором начинается подъем кривой, с повышением энергии увеличивается.

При бомбардировке нонами He^+ пузыри образовывались, по видимому, во всем исследованном диапазоне плотности тока. Поэтому на кривой $S(j_{\text{He}^+})$ не отмечен участок $S(j) = \text{const}$ при малых значениях плотности тока.

Таблица 3.1

№ п / п	Время облучения, с	Кратность получения	Полный флюенс ионов, см^{-2}	Потери массы, мг	$S_{\text{атом/ион}}$
1	200	9	3,6	0,59	0,23
2	500	3	3,0	0,56	0,26
3	600	4	4,8	0,86	0,25
4	1000	1	2,0	0,36	0,26
5	1000	2	4,0	0,73	0,26
6	1000	2	4,0	0,73	0,26
7	1400	1	2,8	0,66	0,33
8	1700	1	3,4	0,80	0,36
9	1800	1	3,0	0,92	0,36
10	1800	1	3,0	1,00	0,40
11	2500	1	5,0	1,19	0,33
12	2800	1	5,0	1,19	0,30
13	3900	1	7,8	1,91	0,35
14	4000	1	8,0	1,85	0,33

Зависимость $S(t_{\text{обл}})$ при постоянной плотности тока ионов He^+ представлена на рис. 3.8. Видно, что при времени 200 — 1000 с значение S в пределах погрешности измерений не менялось и соответствовало, по-видимому, коэффициенту распыления. После 1000

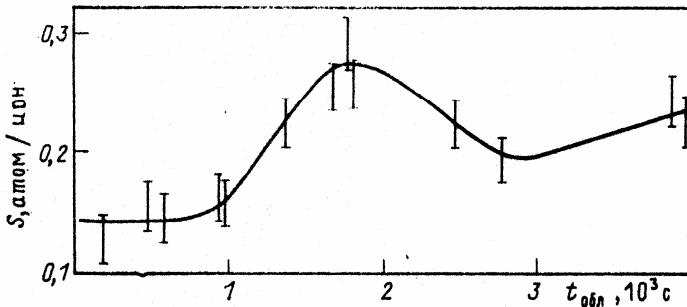


Рис. 3.8. Зависимость коэффициента общей эрозии от времени облучения при постоянной плотности тока ионов He (энергия 1 кэВ, $j = 3,2 \text{ мА/см}^2$)

пузырей становился заметным, кривая $S(t_{\text{обл}})$ резко шла вверх. В промежутке 1400–2500 с лопалось много пузырей размером до 2–3 мм, эрозия возрастала, и затем после некоторого спада, очевидно, наступал еще один период интенсивного разрушения.

Зависимость дифференциального коэффициента общей эрозии от времени облучения $S_d(t_{\text{обл}}) \sim d(\Delta m)/dt$ (рис. 3.9) свидетельствует о том, что при интенсивном разрушении пузырей удаление материала с поверхности идет почти в три раза быстрее, чем при распылении.

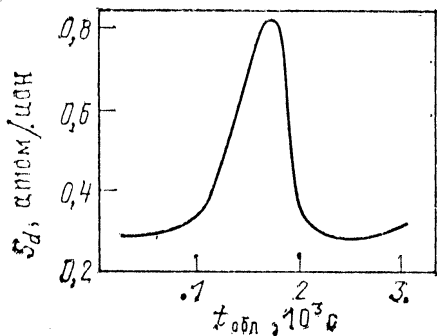


Рис. 3.9. Качественный характер зависимости дифференциального коэффициента общей эрозии $S_d(t_{\text{обл}}) \sim d(\Delta m)/dt_{\text{обл}}$ от времени облучения по данным рис. 3.8

Проводили эксперименты, в которых облучение с постоянной плотностью тока вели в течение определенного времени, затем прерывали и после перерыва в 100 — 200 с продолжали (табл. 3.1, строки 1 — 3,5,6). Во всех случаях полный флюенс соответствовал интервалу наиболее интенсивного разрушения пузырей и высоких значений S (строки 10,11). Однако образования пузырей не наблюдали, и значение S соответствовало коэффициенту распыления. Этот результат указывает на то, что при перерывах в облучении газ из образца выделяется, а образовавшиеся пузыри растворяются.

На рис. 3.10 приведены зависимости $S(\Phi)$, полученные при облучении потоком постоянной плотности (1) и с постоянной экспозицией (2). В исследованном интервале плотности тока ионов ха-

раक्टर образования и разрушения пузырьков и, соответственно, вид кривой $S(\Phi)$ не зависит от способа набора дозы.

Рассмотрим процесс развития пузырьков. Время установления равновесной концентрации внедренного газа C можно оценить как $\tau \sim l^2/D$, где l — глубина слоя внедрения ионов; D — коэффициент диффузии газа в металле. При $l \sim 10^{-6}$ см, $D \sim 10^{-9}$ см²/с получим $\tau \sim 10^{-3}$ с, что намного меньше времени облучения. Поэтому можно считать, что развитие пузырька происходит при равновесной концентрации внедренного газа, и можно определить C из условия равенства потоков внедрения и диффузионного потока газа из металла, пренебрегая его диффузией в глубину образца:

$$j = D \nabla C \sim D \frac{C}{l}. \quad (3.12)$$

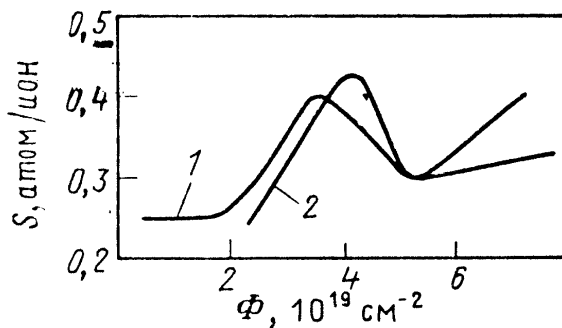


Рис. 3.10. Зависимость коэффициента общей эрозии от флюенса: 1 — пересчет кривой по рис. 3.8; 2 — пересчет кривой 1 на рис. 3.7

Отсюда $C \sim jl/D \sim 10^{19}$ см⁻³. Это значение намного превышает предел растворимости газа в металле, поэтому, согласно работе [40], в металле должны образовываться пузырьки, в которых будет сконцентрирована большая часть внедренного газа. Поглощая постоянно поступающий при облучении газ, пузырьки будут расти до тех пор, пока поверхностное натяжение купола сравняется с гидростатическим давлением. После этого пузырек разрушается и фрагменты купола выбрасываются в вакуум. Максимальный размер пузырька определяется из условия:

$$\frac{2\alpha}{R_{\max}} = 2\rho g R_{\max}, \quad (3.13)$$

где α — коэффициент поверхностного натяжения; ρ — плотность металла; g — ускорение свободного падения. При $\rho = 10^4$ кг/см³, $\alpha = 10^{-2}$ Н/см, $g = 9,8$ м/с² получим $R_{\max} = 3 \cdot 10^{-3}$ м, что хорошо совпадает с максимальными размерами пузырьков. При наличии примесей или загрязнений на поверхности величина R_{\max} могла оказаться меньшей, и тогда разрушались пузыри меньших размеров.

Определим характер роста пузырьков. Запишем изменение давления в пузырьке за счет поглощения внедренных частиц:

$$\frac{dP}{dt} = kT \frac{dn}{dt} = kT \frac{d}{dt} \left(\frac{N}{V} \right) = \frac{kT}{V} \left(\frac{dN}{dt} - n \frac{dV}{dt} \right). \quad (3.13)$$

Здесь $n = N/V$ — плотность частиц в пузырьке; $V = 4/3\pi R^3$ — объем пузырька; N — полное число частиц в пузырьке. Пузырьки растут за счет диффузионного поступления газа, поток которого в полость можно определить из выражения

$$\frac{dN}{dt} \approx 4\pi D \nabla C R^2 = 4\pi \gamma_D j R^2, \quad (3.14)$$

где γ_D — числовой коэффициент, учитывающий неоднородное распределение концентрации внедренного газа C .

Пренебрегая из-за малой скорости роста работой против сил вязкости металла на основании равенства $nkT = 2\alpha/R$, из выражения (3.13) получим

$$\frac{1}{R} \frac{dR}{dt} = \frac{3\gamma_D}{16\pi} \frac{kT}{\alpha} j. \quad (3.15)$$

Интегрирование дает

$$R(t) = R_0 \exp \frac{3\gamma_D}{4} \frac{kT}{\alpha} jt. \quad (3.16)$$

Здесь R_0 — начальный размер пузырька. Можно принять $R_0 = R_{\text{крит}}$ — критический размер, начиная с которого пузырек растет. Минимальный размер наблюдавшихся устойчивых газовых пузырьков [43], которые можно принять за пузырьки, близкие по своим размерам к критическим, составлял $R_{\min} \sim R_{\text{крит}} = 10^{-7}$ см. Под-

становка в выражение (3.16) значений $t_{\max} \approx 10^3$ с и $LR_{\max} \approx 2 \cdot 10^{-3}$ м позволяет определить среднее значение γ_D .

Проанализируем на основании проведенного рассмотрения экспериментальные результаты. Выражение (3.16) объясняет наблюдаемый экспериментально быстрый рост пузырька на последней стадии развития. Согласно выражению (3.12), при данной энергии ионов равновесная концентрация внедренных частиц определяется коэффициентом диффузии. Поскольку коэффициент диффузии дейтерия высок, при низкой плотности тока j его равновесная концентрация и вероятность образования пузырьков оказываются низкими. Скорость роста пузырьков не зависит от значения коэффициента диффузии и типа внедренных частиц.

Таким образом, эксперименты показали, что при определенных флюенсах при непрерывном облучении в жидкости образуются макроскопические газовые пузырьки, разрушение которых ведет к ускорению эмиссии материала с поверхности. Это явление существенно отличает блистеринг на твердых и жидких мишенях.

3.3. Захват ионов газов в твердое тело, их удержание и выделение

Захват ионов, удержание и выделение захваченного газа — это явления, каждое из которых реализуется серией сложных физических процессов. Понимание механизмов этих явлений важно для многих современных отраслей науки и техники. В частности, захват изотопов водорода в контактирующие с плазмой материалы во многом определяет функционирование современных и будущих термоядерных установок.

Ниже в основном будут рассматриваться наиболее подробно изученные процессы захвата, удержания и выделения из твердого тела ионов, проникающих в твердое тело за счет своей кинетической энергии. Все сведения и закономерности, приводимые для быстрых ионов, справедливы и в отношении имплантируемых в твердое тело быстрых нейтральных атомных частиц.

Вместе с тем, следует отметить, что захват частиц при определенных условиях происходит за счет энергии их неупругих взаи-

модействий с поверхностью. Кроме того, облучение ионами, атомами или электронами может в ряде случаев стимулировать захват частиц нейтрального газа. Этим процессам также будет уделено определенное внимание.

3.3.1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРОЦЕССОВ ЗАХВАТА, УДЕРЖАНИЯ И ВЫДЕЛЕНИЯ ГАЗА ИЗ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Быстрые атомные частицы, проникающие в твердое тело, могут покинуть его после ряда столкновений с атомами мишени еще до своей термализации (диффузное рассеяние). Часть термализовавшихся частиц диффундирует к поверхности и десорбируется, т.е. покидает твердое тело в процессе облучения, создавая поток реэмиссии. Оставшиеся в твердом теле после окончания облучения — это частицы, «захваченные» твердым телом. Частицы захватываются и удерживаются в элементарных и структурных дефектах — так называемых «ловушках» — образованных в процессе изготовления материала, но, главным образом, созданных при ионной бомбардировке. Такими ловушками являются вакансии и скопления вакансий, дислокации, границы зерен, вакансионные и междузельные дислокационные петли, вакансионные поры, газовые пузыри, блистеры, новые фазовые образования. Большое количество ловушек для внедренных частиц создается в твердом теле при нейтронном облучении.

Атомы газа, диффундирующие по междоузлиям, локализируются в дефектах, поскольку потенциальная энергия внедренных атомов, связанных в дефектах, меньше потенциальной энергии атомов в междоузлиях. Разница потенциальных энергий атома в междоузлии и дефекте называется энергией связи атома с дефектом (рис. 3.11).

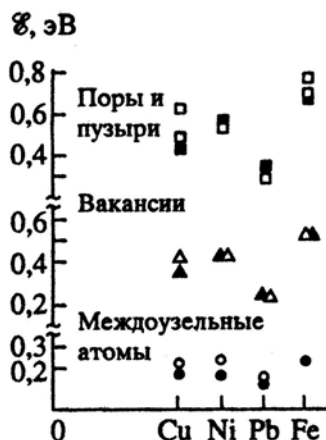


Рис. 3.11. Энергии связи дейтерия с дефектами в различных металлах, полученные в экспериментах по измерению количества ионно-внедренного дейтерия при прогреве после ионного внедрения

Захваченные атомы могут выходить из дефектов в результате тепловых колебаний или иных факторов, приводящих к повышению энергии захваченного атома, например, энергии, передаваемой ему имплантируемыми ионами. Равновесная концентрация частиц в дефектах зависит от скорости притока частиц к дефектам и скорости выхода из них. Первая величина определяется в основном концентрацией дефектов, концентрацией атомов в междоузлиях и коэффициентами термической и радиационно-стимулированной диффузии. Вторая — эффективностью освобождения из дефектов. При термическом освобождении основной параметр — энергия активации выхода из дефектов. При радиационном воздействии — это чаще всего сечение взаимодействия налетающих ионов с захваченными атомами.

Наиболее сильно газ в металлах связан с вакансионными порами. Гелий легко переходит в объем поры из междоузлий, но с большим трудом выходит обратно при очень высоких температурах, сопоставимых с температурами плавления.

Атомы молекулярных газов связаны в порах гораздо слабее. Они могут находиться там в двух состояниях: в виде молекулярного газа в объеме поры и в виде атомов, сорбированных на внутрен-

ней поверхности пор. Молекулярные газы, по сравнению с инертными газами, гораздо легче растворяются из поры в объем твердого тела, и это приводит к тому, что трехмерные дефекты, содержащие молекулярные газы, — это в основном газовые пузыри, а не вакансионные поры, как в случае инертных газов.

Атомы тяжелых инертных газов способны заместить атомы металла в узлах кристаллической структуры, в результате чего атом металла перемещается в междоузлие, а вакансия занимает атом инертного газа. Гелий не создает дефекты подобным образом, но следует отметить, что коэффициент диффузии гелия по междоузлиям чрезвычайно высок, поэтому он способен перемещаться на большие расстояния и либо захватывается радиационными дефектами, либо концентрируется на границах зерен, фаз и пр.

Внедренный водород также сильно связывается в вакансионных комплексах и одиночных вакансиях. В одиночных вакансиях атом водорода находится не в геометрическом центре вакансии, а ближе к одной из плоскостей, образованной ближайшими атомами, и как бы хемосорбирован на ней. Поэтому энергия связи с вакансиями близка к теплоте хемосорбции на свободной поверхности, а одна вакансия способна захватить несколько атомов водорода.

Наиболее слабо водород и гелий связаны с дислокациями и междоузельными атомами.

В ряде случаев внедренные атомы вступают в химическую связь с атомами мишени. При этом могут образовываться газообразные молекулы (например, CH_4 при облучении графита ионами водорода). В других случаях в мишени появляется новая твердотельная фаза (например, гидриды или оксиды при облучении металлов, соответственно ионами водорода или кислорода).

Захваченный газ может влиять на подвижность дефектов и на развитие дефектной структуры. Инертные газы подавляют подвижность точечных дефектов и их комплексов. Например, при невысоких дозах внедрения ионов гелия в металлы наблюдаются небольшие газовые пузыри, распределенные равномерно с высокой плотностью по всему объему кристаллических зерен. Это объясняется тем, что гелий стабилизирует вакансионные комплексы, которые являются зародышами больших пор. В результате, центров зарождения пор оказывается много. В то же время, водород, находя-

щийся в вакансиях и мелких вакансионных комплексах, не препятствует их перемещениям и слияниям. Это приводит к уменьшению количества центров зарождения пор и, соответственно, к увеличению их размеров. Поэтому при внедрении ионов водорода наблюдаются ограниченные вакансионные поры больших размеров.

Выделение захваченных газов в общем определяется тремя процессами: выходом из ловушек, транспортом к поверхности, чаще всего за счет диффузии, и десорбцией в вакуум. Скорость газовой выделения, в большинстве случаев, лимитируется одним из перечисленных процессов. Соответственно этому разрабатываются и используются различные модели газовой выделения [5].

Одна из таких моделей используется, когда атомы сильно связаны с дефектами. Освобождение из дефектов является фактором, лимитирующим газовой выделение в целом, так как после выхода из дефектов атомы быстро диффундируют к поверхности и легко десорбируются с нее в вакуум. Подобный случай реализуется, например, при десорбции гелия из металлов при низких дозах облучения. Примерно такой же подход может быть использован при описании выделения из материала крупных газообразных молекул. Такие молекулы удерживаются в материале до тех пор, пока не появятся микроскопические трещины, поры и т.п. Например, метан (CH_4) выделяется из графита при прогреве тогда, когда в нем из-за массивированного выхода внедренного водорода происходит перестройка структуры и образуются микроскопические каналы и трещины. После их появления молекулы метана диффундируют вдоль них к поверхности и десорбируются. Скорость десорбции частиц в этой модели оказывается пропорциональной их количеству в твердом теле. Этот подход является аналогом десорбции первого порядка. Энергия активации газовой выделения характеризует энергию связи с дефектами.

В других случаях лимитирующей стадией является десорбция молекул с поверхности, например из гидридной фазы, образованной при внедрении водорода в металлы с отрицательной теплотой растворения. Разрыв образовавшихся связей и, соответственно, выделение внедренного газа происходит при разложении гидрида. К моменту начала газовой выделения внедренные атомы равномерно распределены в объеме, а выход лимитируется прохождением че-

рез поверхностный барьер, составленный, чаще всего, из слоя окислов и других загрязнений. Для десорбции атомы водорода объединяются в молекулу, поэтому скорость десорбции оказывается пропорциональной квадрату числа внедренных частиц. То есть, модель газовой выделенности является аналогом модели десорбции второго порядка.

Наконец, при внедрении ионов с энергией в десятки килоэлектронвольт атомы захватываются на большой глубине. Поэтому, диффундируя к поверхности после освобождения из дефектов, они могут захватиться в другие дефекты. Таким образом, перемещение атомов к поверхности происходит в результате случайного блуждания в поле дефектов. В этом случае лимитирующей стадией газовой выделенности становится диффузия к поверхности, и уравнение диффузии может быть использовано для ее описания. В качестве эффективной энергии активации для диффузии принимается энергия активации выхода из дефекта (энергия связи плюс энергия активации диффузии по междоузлиям), а эффективная длина скачка — это среднее расстояние между дефектами

Для характеристики процессов захвата, удержания и газовой выделенности используются несколько параметров:

коэффициент реэмиссии, $\beta = J_0/I_0$,

коэффициент внедрения ионов, $\eta_d = 1 - \beta$,

коэффициент захвата ионов, $\eta = \Phi/\Phi_0$.

Здесь J_0 — поток частиц, десорбирующихся из мишени в вакуум в процессе облучения, I_0 — поток частиц, бомбардирующих мишень, Φ — число частиц, оставшихся в мишени после окончания облучения, Φ_0 — общее число частиц, облучающих поверхность. Заметим, что коэффициент захвата — это интегральная характеристика, определяющая захват за все время облучения. Коэффициент внедрения — это интегральная характеристика, относящаяся к какому-либо конкретному моменту времени.

Для определения коэффициента внедрения (и коэффициента реэмиссии) измеряются поток ионов, облучающих поверхность, и поток частиц газа, покидающих мишень в определенный момент времени.

Для вычисления коэффициента захвата ионов, а также получения сведений о количестве атомов, захваченных в ловушки различных типов, о закономерностях их удержания и выделения из твердого тела, чаще всего используют метод термодесорбции. После окончания облучения исследуемый образец прогревают, стимулируя десорбцию газа, удерживаемого в твердом теле, и измеряют количество газа, вышедшего в процессе прогрева. Если скорость прогрева подобрана правильно, то можно видеть, что газ выходит из образца отдельными порциями при определенных температурах, соответствующих его энергии связи в различных ловушках, т.е. зависимость скорости выхода газа от температуры (термодесорбционный спектр) содержит различные максимумы.

Отношение количества частиц, оставшихся в мишени на данной стадии отжига, к количеству частиц, выделившихся из мишени по завершению отжига (т.е., к полному количеству частиц, захваченных в мишень), характеризуется коэффициентом удержания, $R = \Phi(t)/\Phi(t=0)$.

3.3.2. ЗАКОНОМЕРНОСТИ ЗАХВАТА, УДЕРЖАНИЯ И ВЫДЕЛЕНИЯ ГАЗА ИЗ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Особенности захвата и реэмиссии в каждом конкретном случае зависят от вида бомбардирующих ионов, энергии и плотности тока ионов, температуры облучения, типа материала и характера его предварительной обработки. Вместе с тем, можно выделить ряд общих закономерностей [5].

На начальном этапе облучения все внедрившиеся и не рассеявшиеся ионы захватываются в твердое тело, что характеризуется значениями параметров $\beta = 0$ и $\eta = 0$ (рис. 3.12).

Такая ситуация продолжается до насыщения приповерхностного слоя мишени внедренным газом. При облучении ионами с энергиями в диапазоне тысяч электронвольт и более толщина такого слоя примерно совпадает со слоем торможения ионов.

Если облучение продолжается, захват ионов замедляется, возникает и увеличивается со временем поток реэмиссии из облучаемой поверхности (рис. 3.13).

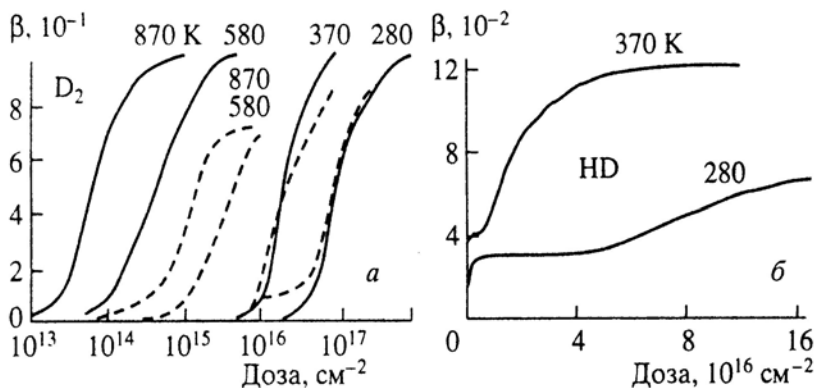


Рис. 3.12. Зависимость коэффициентов реэмиссии молекул $D_2(a)$ и $HD(b)$ из W от дозы облучения ионами D^+ с энергией 8 кэВ при различных температурах (сплошная – образец отожжен перед внедрением ионов, штриховая – образец не прогрет перед облучением)

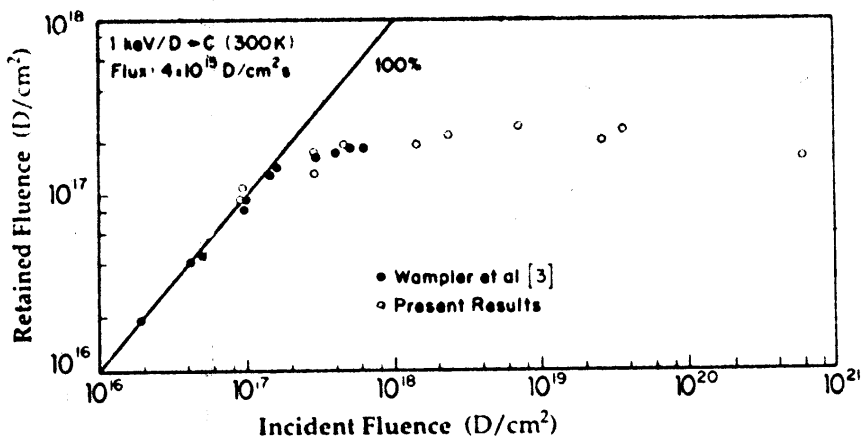


Рис. 3.13. Удержание дейтерия в графите HPG99 как функция дозы облучения. Измерения выполнены методом ядерных реакций (NRA) • – [44], о – [45]

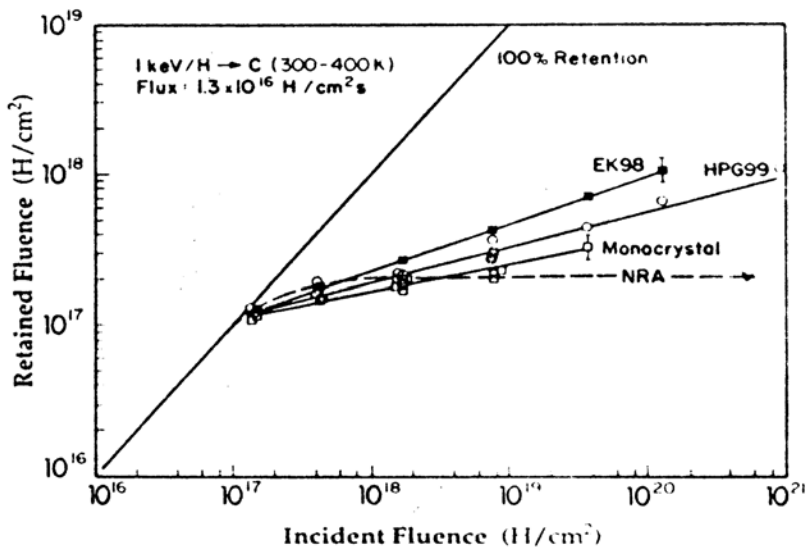


Рис. 3.14. Термодесорбционные измерения захвата водорода в графиты трех типов [45]. Данные, полученные методом ядерных реакций NRA

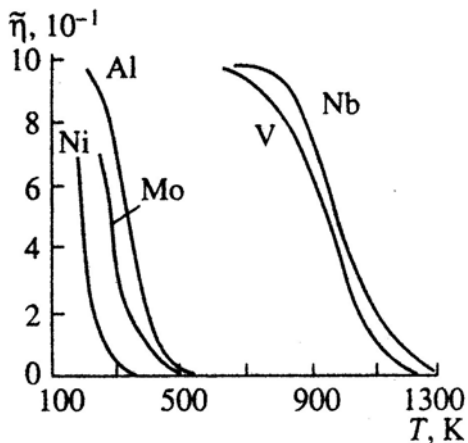


Рис. 3.15. Температурные зависимости коэффициента внедрения в металл с положительной (Al, Ni, Mo) и отрицательной (V, Nb) теплотами растворения; энергия ионов дейтерия 7 кэВ и доза 10^{17} ион/см²

На этом этапе захват ионов происходит за счет постепенного расширения насыщенной приповерхностной зоны, а также благодаря проникновению и захвату внедренных частиц в глубине материала. Скорость захвата выше, в материалах с менее совершенной структурой, поскольку в таких материалах быстрее создаются дефекты, захватывающие внедренный газ, и в тех случаях, когда скорость диффузии внедренных частиц в глубину оказывается более высокой (рис. 3.14).

Молекулярные газы при ионном внедрении по-разному ведут себя в металлах с положительной и отрицательной теплотой растворения (рис. 3.15). Если теплота растворения газа в металле положительна (например, водород в Ni, Mo, W), то качественно закономерности захвата этих газов в металле аналогичны захвату инертных газов. Концентрация внедренных частиц в зоне торможения ионов может сильно различаться в зависимости от параметров облучающего потока, типа мишени и ее температуры. При комнатной температуре концентрация атомов водорода в бериллии в зоне торможения ионов дейтерия с энергией 1000 эВ/ат составляет 30-40 %. Примерно такой же величины достигает концентрация водорода в зоне торможения в графитах. Внедрение водорода в графит приводит, как указывалось выше, к образованию значительных количеств углеводородов, в основном, метана - CH_4 (до 10 — 15 % внедренного водорода выделяется из графита при его нагреве в составе углеводородов).

Захват в материалы с отрицательной теплотой растворения (например, водород в V, Ti, Nb, Zr) характеризуется тем, что максимально возможное количество захваченного водорода существенно больше, чем в случае металлов с положительной теплотой растворения.

Температурные зависимости коэффициентов реэмиссии и захвата оказываются не монотонными. Например, при внедрении водорода в металлы с положительной теплотой растворения коэффициент реэмиссии возрастает с температурой в области низких доз (дозы, меньшие, чем дозы насыщения зоны торможения ионов). При высоких же дозах коэффициент реэмиссии сначала растет с температурой, а затем (приблизительно 700 К для никеля) начинает уменьшаться. В случае ионного внедрения в металлы с отрица-

тельной теплотой растворения коэффициент захвата при низких дозах всегда уменьшается с температурой, а при высоких дозах имеет максимум в районе комнатных температур.

Все приведенные выше закономерности захвата в твердое тело относились к случаям облучения поверхности пучками ускоренных ионов.

При облучении в плазме процесс захвата может приобретать новые черты, определяющиеся тем, что в плазме облучение поверхности происходит, как правило, потоком частиц с широким энергетическим спектром, включающим как ионы, так и электроны, а концентрация нейтрального газа вокруг облучаемой поверхности может быть довольно высокой [46].

Исследование влияния факторов плазменного облучения на захват проводились с пиролитическим графитом (PG) и углеграфитовым композитом (CFC), облучаемыми ионами и электронами водородной и дейтериевой плазмы, а также ионами дейтериевой плазмы, имеющей примесь кислорода. Эксперименты показали, что водород (дейтерий) и кислород захватываются в графит не только при облучении быстрыми ионами, но и ионами с энергией, приближающейся к нулю, а также при облучении электронами (рис. 3.16, *a*). На основании результатов экспериментов был сделан вывод о том, что при облучении ионами изотопов водорода и кислорода (по-видимому, и атомами этих газов), а также электронами в приповерхностном слое графита за счет энергии неупругих взаимодействий с поверхностью создаются активные центры, обеспечивающие захват ионов водорода и кислорода даже тогда, когда их энергия приближается к нулю. Более того, созданные в поверхностном слое активные центры инициируют диссоциацию молекул водорода и кислорода, сорбированных на поверхности, проникновение атомов в графит и их захват. Для захвата за счет энергии неупругих (потенциальных) взаимодействий предложен термин — «потенциальный» захват. В противоположность этому захват в ловушки, созданные за счет кинетической энергии имплантированных частиц, можно называть «кинетическим» захватом.

В термодесорбционном спектре можно выделить максимумы, соответствующие выходу частиц, захваченных по потенциальному механизму (максимумы в области 500-600 и 800-900 К), за-

хваченных в зоне внедрения быстрых ионов по кинетическому механизму (900-1000 К) и в не подвергавшейся непосредственному воздействию ионов области за зоной торможения (1000-1400 К) (рис. 3.17). Потенциальный механизм играет доминирующую роль в захвате при энергиях ионов $E_i \leq 100$ эВ. Ионы в этом диапазоне энергий почти не создают дефектов в зоне торможения, поэтому мало газа выделяется в диапазоне 900-1000 эВ. При обоих механизмах захвата определенное количество частиц диффундирует и захватывается в глубине графита. Причем доля таких частиц увеличивается с ростом энергии имплантированных ионов. Это свидетельствует о том, что их диффузия и захват в глубине графита стимулируются потоком радиационных дефектов из зоны внедрения.

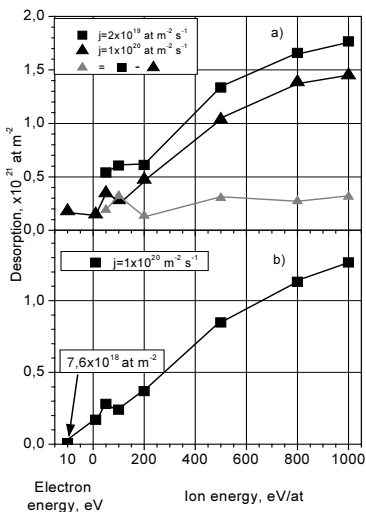


Рис. 3.16. Термодесорбция дейтерия в составе D_2 из CFC (a) и PG (b)

При облучении до одинаковых доз захват дейтерия тем больше, чем меньше плотность потока ионов на поверхность и, следовательно, больше время облучения (рис. 3.16, б). При тех плотностях тока ионов, которые использовались в описываемых экспериментах, захват быстрых ионов не зависит от плотности их

потока на поверхность. Поэтому увеличение количества удерживаемых частиц при увеличении времени облучения должно являться следствием того, что при более длительном облучении больше газа захватывается по потенциальному механизму. Таким образом, потенциальный механизм захвата проявляется как зависящий от времени процесс.

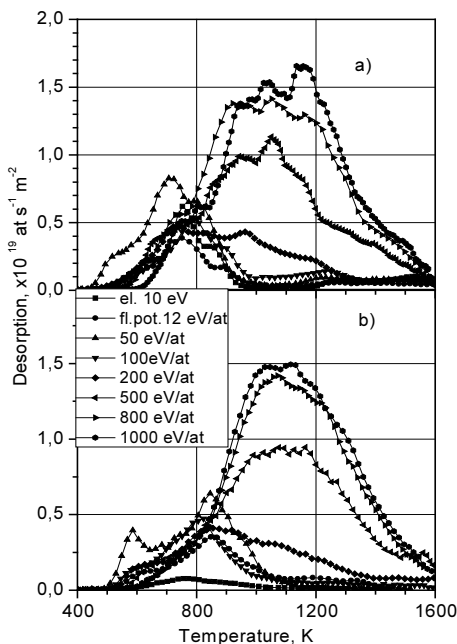


Рис. 3.17. Термодесорбция дейтерия в составе D_2 из CFC (a) и PG (b) ($j=10^{20}$ at/m²s)

Термодесорбционные спектры на рис. 3.17 показывают, что при увеличении времени облучения возрастают все части спектра, т.е. увеличивается количество частиц, десорбированных из ловушек, созданных по обоим механизмам захвата. Этот факт свидетельствует о том, что, во-первых, частицы, проникающие в графит по потенциальному механизму, могут заполнять ловушки, созданные быстрыми ионами, и, во-вторых, лимитирующим фактором в

потенциальном захвате оказывается диссоциация сорбированных молекул водорода.

При облучении в водородной плазме, содержащей кислородную примесь, существуют определенные взаимовлияния процессов, определяющих захват обоих газов. Ионы кислорода в большом количестве создают активные поверхностные центры. Поэтому небольшая примесь кислорода значительно увеличивает захват водорода. В то же время, при больших количествах захваченного водорода поверхностный слой графита гидратируется, и ускоряется диффузия и захват кислорода в толще графита. В результате его захват также увеличивается. При повышении концентрации кислорода в плазме сверх определенного предела (описываемых экспериментах — это примерно 2 %) начинает проявляться другая тенденция. Кислород, сорбирующийся на поверхности графита, вытесняет водород из слоя сорбции, соответственно, уменьшается захват водорода и, как следствие, захват кислорода (рис. 3.18).

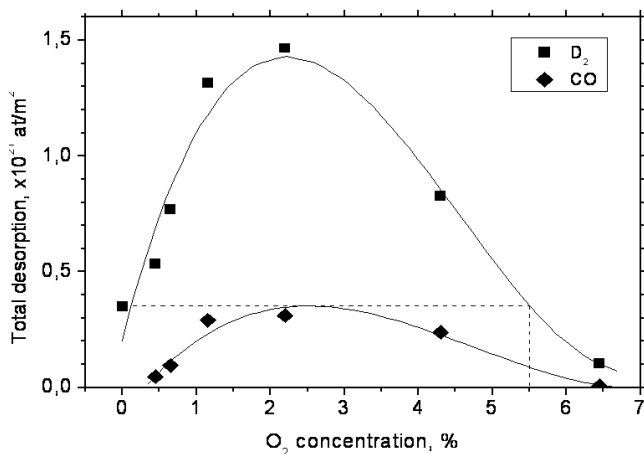


Рис. 3.18. Выход D₂ и CO в зависимости от концентрации кислорода в плазме ($j = 1 \times 10^{20} \text{ at/m}^2\text{s}$, fluence $5 \times 10^{23} \text{ at/m}^2$, $E = 50 \text{ eV}$)

4. РАЗВИТИЕ ИЛИ СГЛАЖИВАНИЕ РЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТИ ЗА СЧЕТ НЕОДНОРОДНОСТИ РАСПЫЛЕНИЯ РАЗЛИЧНЫХ ЕЕ УЧАСТКОВ

Облучение поверхности твердых тел ионными и плазменными потоками вызывает те или иные изменения рельефа. В зависимости от параметров облучающего потока и условий на поверхности эти изменения проявляются как в развитии, так и в сглаживании рельефа. Модификация поверхности может быть непосредственным результатом ионного или плазменного воздействия, например, результатом неоднородного травления поликристаллической металлической поверхности. В других случаях изменения рельефа оказываются следствием явлений, инициированных ионным или плазменным облучением в приповерхностных слоях. К таким явлениям относятся ионно-индуцированные напряжения и диффузия, дислокационная подвижность, рекристаллизация, изменение состава приповерхностных слоев.

В этом разделе описываются условия и закономерности развития наиболее значительных изменений рельефа при ионном и плазменном облучении. Приводятся модели явлений. Однако не рассматриваются случаи, когда при облучении поверхности мощными потоками ионов или плазмы, стационарными или импульсными, модификация поверхности происходит как последовательность процессов оплавления и затвердевания поверхностного слоя макроскопической толщины. При таких воздействиях принципиальным обстоятельством для трансформации поверхности является не участие в поверхностных процессах атомных частиц, а воздействие на поверхность интенсивных потоков энергии.

4.1. Развитие рельефа поверхности при ионном облучении

Развитие рельефа за счет разных скоростей эрозии соседних участков поверхности (рельеф травления) реализуется на поверхностях самых различных типов. В случае плазменного облучения, создание рельефа травления на поверхностях металлов и сплавов определяется ионной компонентой. При облучении плазмой неме-

таллов и неметаллических соединений (диэлектриков и полупроводников) электроны плазмы могут существенно ускорить эрозию поверхности, а в некоторых условиях даже играть основную роль в эрозионном процессе.

Механизмы эрозии оказываются различными в зависимости от природы твердого тела и условий облучения. В случае облучения металлов и сплавов ионами и плазмой инертных газов при температурах выше температуры отжига элементарных дефектов, созданных облучением, формирование рельефа происходит, в основном, благодаря распылению поверхности за счет кинетической энергии ионов по каскадному механизму. Для большинства металлов эта температура не превышает $T \approx 100$ °С.

При облучении металлов с низким содержанием структурных дефектов (плотность дислокаций $10^6 \div 10^7$ см⁻³) распыление остается основным рельефообразующим механизмом вплоть до температур $T \approx 0,7T_{\text{пл}}$, где $T_{\text{пл}}$ — температура плавления металла. При высокой концентрации структурных дефектов (плотность дислокаций $10^{10} \div 10^{11}$ см⁻³) верхняя температурная граница опускается до $T = (0,3 \div 0,4)T_{\text{пл}}$. Эти же температуры оказываются предельными при облучении поверхности металла в присутствии на ней атомов более тугоплавкого металла, а также при облучении сплавов.

В рассматриваемом температурном диапазоне на однофазных поликристаллических поверхностях наиболее крупномасштабные элементы рельефа образуются благодаря тому, что различным образом ориентированные поверхностные кристаллиты, области, примыкающие к их границам, участки, содержащие структурные дефекты, и тому подобные характеризуются различными коэффициентами распыления. Образующийся рельеф состоит из хаотически расположенных выступов и впадин различных форм. В некоторых случаях их формы могут согласовываться с кристаллографической ориентацией кристаллитов (рис. 4.1).

Глубина рельефа не превосходит средние размеры поверхностных кристаллитов. Время его развития соответствует времени удаления с поверхности слоя в несколько раз большей глубины.

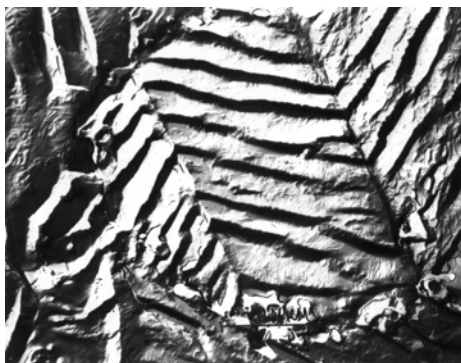


Рис. 4.1. Рельеф поверхности, полученный в результате облучения сплава ЭП-125 ионами дейтерия с энергией 3 кэВ [7]. Доза облучения 10^{20} см⁻²

Причиной появления рельефа травления на многофазных сплавах кроме рассмотренных выше могут быть также и различия в величинах коэффициентов распыления фаз.

В некоторых условиях на облучаемой поверхности образуется рельеф, элементы которого имеют правильные геометрические формы. Чаще всего это конические выступы или пирамиды, ямки и углубления правильной геометрической формы, периодические и квазипериодические структуры, состоящие из канавок и гребней. Причины их появления самые различные и в ряде случаев выяснены недостаточно.

Конусы и пирамиды появляются на поверхностях в широком диапазоне режимов облучения. Их наблюдали в случаях, когда имеющиеся на поверхности микроскопические частички препятствуют распылению находящихся под ними участков поверхности. Такими частичками могли быть инородные включения или слабо распыляемые преципитаты новых фаз, сформировавшихся в процессе ионной бомбардировки. Конические образования развивались в силу неоднородного распыления участков поверхности с различной плотностью дислокаций или различно ориентированных зерен кристаллической поверхности. Конические фигуры появлялись также в результате растравливания выступающих участков на облучаемой поверхности, сформированных в результате предварительной ее обработки или при предшествующем ионном воздействии.

вии, например, вследствие образования и разрушения блистеров. Чаще всего такие конусы имели высоту, не превышающую нескольких микрон. При определенных условиях облучения склоны конусов, развивавшихся по указанным выше причинам на монокристаллических поверхностях, приобретали кристаллическую огранку, и конусы развивались дальше в виде пирамид.

Причиной формирования конусов из поверхностных выступов являлась зависимость коэффициента распыления от угла падения. В результате различных скоростей распыления участков выступов, неодинаково ориентированных относительно направления бомбардировки, выступы любой формы постепенно трансформировались в конусы или пирамиды с вершиной, направленной навстречу ионному пучку с углом при вершине $\theta_{\max} = 180^\circ - 2\varphi_{\max}$, где φ_{\max} — угол, соответствующий максимальному значению коэффициента распыления $S_{\max} = S(\varphi_{\max})$. Такой угол при вершине вырабатывался у всех выступов и пирамид, образовавшихся в перечисленных случаях, в том числе и у тех, которые образовались в тени трудно распыляемых частиц микроскопических размеров. В последнем случае элементы рельефа с углом при вершине θ_{\max} появлялись после распыления затеняющих частиц. Скорость распыления конусов с углом $\theta = \theta_{\max}$ больше скорости распыления плоской поверхности, поэтому такие конусы оказываются неустойчивыми и со временем распыляются.

Формирование рельефа на поверхности сплавов при этих температурах сопровождается изменением концентрации поверхностных слоев за счет селективного распыления компонент. При облучении ионами низких и средних энергий эти изменения распространяются на глубину от нескольких атомных слоев до глубины внедрения ионов. Для двухкомпонентного сплава с объемной концентрацией компонент C_{1V} и C_{2V} примерные значения поверхностных концентраций компонент в режиме стационарного распыления, соответственно C_{1S} и C_{2S} , могут быть найдены из соотношений:

$$\frac{C_{1S}}{C_{2S}} = \frac{C_{1V}}{C_{2V}} \frac{S_2}{S_1};$$

$$C_{1s} + C_{2s} = 1,$$

где S_1 и S_2 — коэффициенты распыления компонент.

Выше температуры $T \approx 0.7 T_{пл}$ активизирующаяся поверхностная диффузия и радиационно-ускоренная сублимация предотвращает появление рельефа распыления на чистых металлах. В этих условиях радиационно-ускоренная сублимация становится причиной появления на поверхности рельефа, состоящего из углублений в виде опрокинутых конусов и пирамид, канавок с клинообразным поперечным сечением. Углубления появляются на местах выхода дислокаций, по границам кристаллических зерен и т.п. Их глубина на поверхности меди, облучаемой ионами ртути ($E = 50$ эВ, $j = 3$ мА/см²), при температуре $T = 820$ °С достигала $5 \div 7$ мкм (рис. 4.2).

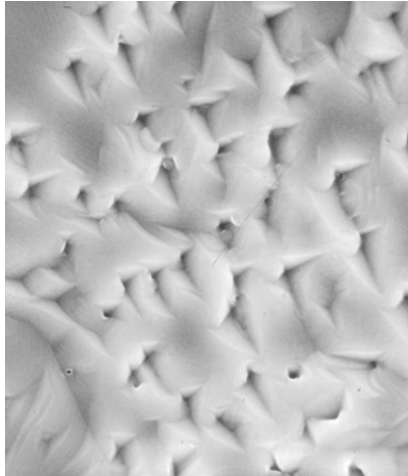


Рис. 4.2. Рельеф "испарения" на поверхности меди, облучаемой ионами ртути [7] ($E = 50$ эВ, $j = 3$ мА/см², $T = 820$ °С). Увеличение — 1500

Переход к формированию рельефа преимущественно за счет радиационно-ускоренной сублимации на поверхности металлических образцов с высокой концентрацией структурных дефектов или содержащих на поверхности атомы более тугоплавких металлов, а также на поверхностях металлических сплавов смещался в область более высоких температур вплоть до $T \approx 0.9 T_{пл}$. Формирование релье-

ефа в диапазоне температур $(0.3 \div 0.4)T_{пл} < T < 0.9T_{пл}$ определялось активизацией ионно-стимулированных транспортных и рекристаллизационных процессов как на облучаемой поверхности, так и, главным образом, в приповерхностном слое. Формы рельефа, образующегося в этом диапазоне температур, описаны в разделе 5.

В образовании рельефа травления на поверхности неметаллических веществ и соединений кроме механизмов каскадного распыления могут принимать участие и другие механизмы эрозии, в частности, механизм ионно-стимулированной десорбции (ИСД), активно проявляющийся на диэлектриках с ионной и ковалентной типами связи (SiO_2 , BN, TiO_2), графитах. В случае облучения соединений, имеющих в своем составе атомы газов (гидриды, нитриды, оксиды), происходит, как правило, преимущественное удаление именно таких атомов с поверхности. Поэтому формирование рельефа травления сопряжено с изменением стехиометрического состава и, возможно, химическими и структурными изменениями.

При облучении твердых тел ионами или плазмой активных газов упомянутые выше механизмы формирования рельефа могут протекать одновременно с образованием химических соединений с участием бомбардирующих атомов. Образующиеся соединения могут формировать поверхностные слои. В этом случае развитие рельефа, например за счет каскадного распыления, затормаживается.

Если в процессе облучения образуются газообразные соединения бомбардирующих частиц с атомами мишени, то их удаление с поверхности ускоряет ее эрозию. За счет неравномерности эрозии различных участков размеры элементов рельефа могут достигать десятков микрон. Такая картина наблюдается при облучении ионами водорода, кислорода или плазмой соответствующего состава поверхности графита, углеграфитовых композитов, а также поверхности соединений на основе углерода.

Как правило, при облучении химически активными ионами или плазмой даже при энергиях бомбардирующих частиц, не превышающих нескольких электронвольт, приповерхностный слой модифицируется на значительную глубину. Поэтому формирование рельефа травления бывает сопряжено с изменениями топографии поверхности, вызванными ионно-стимулированными струк-

турными и химическими превращениями в приповерхностных слоях.

4.2. Сглаживание рельефа поверхности при ионном облучении (ионная полировка)

Сглаживание рельефа или предотвращение его развития в процессе ионного или плазменного облучения (ионная полировка) наблюдается в тех условиях, когда ускоренное распыление выступающих элементов рельефа и замедление распыления (залечивание) поверхностных впадин не сопровождается неравномерной эрозией участков поверхности с различной структурой, составом, разной кристаллической ориентацией. Кроме того, необходимо, чтобы в процессе ионной бомбардировки в приповерхностных слоях не происходило развития тех ионно-стимулированных явлений (раздел 5.3), которые способны вызвать, в конечном итоге, рост поверхностного рельефа.

Ускоренное растравливание поверхностных выступов реализуется несколькими известными механизмами эрозии. Сглаживание поверхностного рельефа поликристаллических металлических поверхностей обеспечивается при бомбардировке ионами с энергиями, меньшими порога распыления (не более нескольких десятков электронвольт). Эффект полировки отмечался, в частности, при бомбардировке поверхности меди по нормали ионами Ag^+ ($E = 10$ эВ, $j \approx 0.1$ мА/см²). Ионы с такими энергиями удаляют с поверхности только частицы с пониженной энергией связи, т.е. атомы, находящиеся на вершинах выступов и других поверхностных неоднородностей, и в результате рельеф сглаживается. Поэтому такой режим облучения обеспечивает преимущественное распыление выступов, "залечивание" впадин и в то же время однородное травление плоских участков. Однако скорость процесса из-за низкого значения коэффициента распыления при этих энергиях очень невелика.

Ускоренное распыление поверхностных выступов реализуется также в режимах "химического" распыления ионами низких энергий ($E \leq 100$ эВ) и ионно-стимулированной десорбции.

При более высоких энергиях, в тех случаях, когда распыление однородной по структуре и составу поверхности происходит по каскадному механизму и облучение ведется по нормали к поверхности, устойчивой формой рельефа является плоская поверхность.

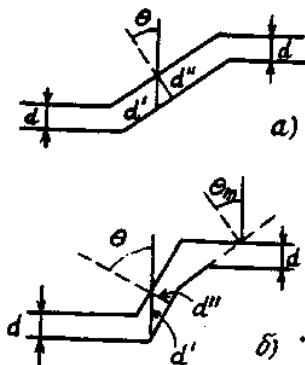


Рис. 4.3. Распыление участка поверхности, наклонного к направлению бомбардировки [47]

В этом режиме облучения эффект сглаживания достигается, благодаря зависимости скорости распыления от угла падения ионов (рис. 2.3). Рассмотрим, как это сделано в работе [47], распыление участка поверхностного рельефа, состоящего из двух участков параллельных плоскости поверхности, но находящихся на разных высотах, и соединяющего их наклонного участка с углом наклона $0 < \theta < \theta_{\max}$, где θ_{\max} — угол наибольшего распыления (рис. 4.3). При этом не будем принимать во внимание поверхностную диффузию и перенапыление. Если $\theta < \theta_{\max}$, то $S(\theta) > S(0)$, и склон (рис. 4.3, а) при распылении нормально падающим ионным пучком будет смещаться вправо к области с большей высотой, так как $d_1 > d$. Причем склон с углом $\theta = \theta_{\max}$ будет двигаться с максимальной скоростью, догоняя и поглощая более покатые склоны. В случае $\theta > \theta_{\max}$ и $S(\theta) > S(0)$ (рис. 4.3, б) склон тоже будет двигаться вправо. В верхней части такого склона неизбежно возникает область, угол которой будет меняться, пока не станет равным θ_{\max} . Перегоняя в своем движении остальную часть склона и увеличиваясь, она поглотит весь склон. Та же трансформация произойдет с

первоначально покоившимся склоном $\theta = 90^\circ$ или двигавшимся влево склоном с $\theta > \theta_{\max}$ и $S(\theta) < S(0)$. Результатом распыления должно быть уничтожение поверхностных выступов и впадин и расширение впадин. Казалось бы, на основании приведенного рассмотрения можно сделать вывод, что перемещение вдоль поверхности наклонных участков при достаточной длительности облучения приведет к полному сглаживанию рельефа. На самом деле эффект не является абсолютным. Большая часть отраженных от склона ионов будет бомбардировать плоский участок, находящийся вблизи его нижнего края. В результате на этом участке, подвергающемся усиленному распылению, начнет формироваться углубление. Тем не менее, не обеспечивая абсолютное выравнивание поверхности, рассмотренный процесс, дополненный поверхностной диффузией и перенапылением, обеспечивает значительный полирующий эффект на аморфных и монокристаллических поверхностях.

Приведенные выше условия соблюдались при нормальном облучении поверхности аморфных твердых тел ионами инертных газов. Так, полировка поверхности плавленого кварца (аморфная структура) наблюдалась при его распылении ионами аргона ($E = 7 \div 10$ кэВ, $j \leq 1.5$ мА/см²).

В случае поликристаллических материалов (например, металлов) рассмотренная картина усложняется тем обстоятельством, что по-разному ориентированные поверхностные кристаллиты распыляются с разными скоростями, и в результате создается рельеф даже на первоначально гладкой поверхности. В силу этого на таких материалах сглаживание выступающих частей рельефа должно сопровождаться по возможности меньшим распылением плоских участков. А выравнивание углублений может происходить только за счет их запыления.

Наилучшим образом указанные условия выполняются при облучении поверхности под касательными углами и при температурах ниже температур перестройки и отжига дислокационной структуры и рекристаллизации ($T < (0.3-0.4)T_{\text{пл}}$) [48]. При этом, если угол облучения $\theta > \theta_{\max}$, причем $S(\theta) < S(0)$, то скорость распыления плоских участков ($v_S < j_S(\theta)\cos\theta$) меньше скорости распыления склонов ($v_k \sim j_S(0)$), так как для крутых склонов $S_k = S(0)$ в

$[S(\theta)/S(0)] \cos\theta$ раз. При этом глубина внедрения ионов и плотность энергии передаваемой ими поверхности уменьшается, и процессы в приповерхностном слое, способные вызвать рост рельефа, все еще остаются "замороженными".

При оценке скорости разрушения выступов кроме ионного распыления нужно учитывать еще и следующее обстоятельство. Достаточно энергичные ионы могут простреливать выступы и расплывать их как со стороны влета, так и со стороны вылета, что значительно ускорит разрушение выступов. В случае ионов гелия с энергией 20 кэВ простреливаться будут выступы толщиной примерно до 0,07 мкм [48]. Кроме того, необходимо учитывать разогрев выступов под действием ионной бомбардировки. Разрушение выступов при наклонном облучении может ускоряться за счет их разогрева под действием ионной бомбардировки. В диапазоне энергий до десятков килоэлектронвольт потери энергии ионов, тормозящихся в твердом теле, увеличиваются пропорционально их скорости, соответственно будет увеличиваться разогрев выступов и вероятность их оплавления и испарения. "Залечивание" впадин происходит за счет накопления в них атомов, распыленных с соседних участков поверхности, а также диффундирующих по поверхности атомов, выбитых со своих мест ионной бомбардировкой. Следует отметить, что ионы инертного газа, внедряясь в поверхность, тормозят коррозионные процессы. С увеличением энергии ионов увеличивается глубина их внедрения и количество внедренных ионов, а следовательно, увеличивается и степень подавления коррозии. При одинаковых энергиях в диапазоне до десятков килоэлектронвольт этот эффект лучше проявляется для легких ионов гелия. Степень полирующего эффекта увеличивается с дозой облучения до тех пор, пока не начинает прорабатываться рельеф на первоначально плоской поверхности.

Полирующий эффект ионной бомбардировки под касательными углами был продемонстрирован на медных и никелевых сплавах, облучаемых ионами гелия He^+ ($E = 10 \div 20$ кэВ, $\varphi = 75 \div 88^\circ$). Плотность тока ионов в поперечном сечении пучка составляла $j \approx 1$ мА/см². Эффект полировки возрастал при увеличении угла падения до 88° и уменьшении температуры поверхности до 300 К и ниже. Наибольшего полирующего эффекта на бронзовых образцах,

бомбардируемых ионами He^+ 20 кэВ, в работе [48] удалось добиться при угле падения ионов $\theta \sim 88^\circ$ и дозе облучения $\Phi = 6 \times 10^{17}$ ион/см². Диффузное рассеяние поверхности было доведено до 0,2 %, т.е. уменьшилось в 6—8 раз против уровня, достижимого при механической полировке. Торможение коррозии послужило причиной того, что высокая отражательная способность облученных гелиевыми ионами поверхностей не ухудшалась в пределах ошибки измерения в течение 2 мес.

5. ИЗМЕНЕНИЯ СОСТАВА, СТРУКТУРЫ И РЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТИ КАК СЛЕДСТВИЕ РАДИАЦИОННО-СТИМУЛИРОВАННЫХ ПРОЦЕССОВ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

5.1. Структурные превращения, не связанные с изменением состава

Внедрение примеси, образование и накопление различных радиационных дефектов при ионном облучении могут приводить к различным структурным превращениям. Возможны следующие превращения: "кристалл — аморфное вещество" (аморфизация); "аморфное вещество — кристалл" (кристаллизация); "кристалл — кристалл" (изменение размера и ориентации зерен в поликристалле и типа кристаллической решетки).

Поведение металлов под действием ионного облучения значительно отличается от поведения полупроводников и диэлектриков, поэтому рассмотрим эти материалы отдельно.

5.1.1. МЕТАЛЛЫ

Металлы характеризуются высокой скоростью отжига радиационных дефектов. Поэтому при комнатных температурах облучения аморфизации металлов не происходит. Однако весьма вероятными оказываются превращения типа "кристалл — кристалл" [49].

При облучении поликристаллов может изменяться отношение площадей, занимаемых зернами разной ориентации на поверхности. Причем увеличивается площадь поверхности, занимаемая зернами, ориентированными наиболее плотноупакованными направлениями параллельно ионному пучку. Это объясняется тем, что в плотноупакованных направлениях наилучшим образом осуществляется каналирование ионов, и поэтому удельные энергетические потери минимальны. В областях с другой ориентацией потери выше, и при торможении ионов в них происходит более значительный разогрев материала (высокая концентрация дефектов, интенсивные тепловые пики). В этих условиях области с благоприятной ориентацией (каналирование, низкая дефектность структуры)

будут играть роль центров рекристаллизации, т.е. затравок, на которых происходит рост кристалла.

Ионное облучение может приводить также к изменению типа кристаллической структуры. Если облучению подвергается металл с объемно-центрированной кубической (ОЦК) структурой, то возможен переход к более плотноупакованным решеткам — гранецентрированной кубической (ГЦК) или гексагональной плотноупакованной (ГПУ). Наблюдались также переходы ГЦК → ГПУ, ГПУ → ГЦК. Интересно, что ионным облучением можно получить гексагональные железо и никель, гранецентрированные кобальт, титан, ванадий, чего не удавалось добиться в области нормальных температур и давлений другими методами. Полученные таким способом кристаллы оказывались метастабильными. Их нагрев до 400 — 500 °С приводит к восстановлению исходной структуры.

Для некоторых комбинаций "ион — металл" при имплантации больших количеств примеси (~ 5 ÷ 10 %) образуются некристаллические сплавы с аморфной стеклообразной структурой. Примерами таких систем являются W-Cu, Ta-Cu, В-Ni, Р-Ni (первым указан сорт имплантированных ионов). Такие метастабильные сплавы могут быть достаточно устойчивыми. В частности, преципитация W и Ta в сплавах W-Cu и Ta-Cu начинается лишь при 600 °С.

Некристаллические сплавы образуются, когда растворимость примеси в материале матрицы очень низкая, а дозы внедрения соответствуют достижению концентрации внедренной примеси порядка нескольких процентов и более. Аморфная фаза накапливается с дозой в результате очень быстрого охлаждения вещества в тепловых пиках. Охлаждение происходит столь быстро, что избавиться от внедренной примеси за счет выпадания его в отдельную фазу область пика не успевает, а перейти в кристаллическое состояние при наличии высокой концентрации примесных атомов вещество не может.

5.1.2. ПОЛУПРОВОДНИКИ И ДИЭЛЕКТРИКИ

В этой группе материалов наблюдается как кристаллизация аморфных, так и аморфизация кристаллических веществ. В первом приближении поведение материала под действием ионной бомбардировки можно предсказать, зная температуры плавления $T_{\text{пл}}$ и кристаллизации $T_{\text{кр}}$, где $T_{\text{кр}}$ — нижняя температура интервала, в котором идет процесс кристаллизации. При $T_{\text{кр}} / T_{\text{пл}} \leq 0,3$ кристаллические вещества проявляют радиационную стойкость, а аморфные кристаллизуются. При $T_{\text{кр}} / T_{\text{пл}} \geq 0,3$ происходит аморфизация кристаллов. Качественно это правило можно объяснить в рамках представлений о тепловых пиках. Если отношение $T_{\text{кр}} / T_{\text{пл}}$ мало, то разница температур кристаллизации и плавления велика, и после остывания теплового пика до $T_{\text{пл}}$ уже в твердой фазе успевает произойти кристаллизация, прежде чем температура снизится до порога $T_{\text{кр}}$. В материалах, в которых $T_{\text{кр}} > 0,3 T_{\text{пл}}$ время спада температуры от $T_{\text{пл}}$ до $T_{\text{кр}}$ слишком мало для того, чтобы успела произойти перестройка атомов в упорядоченную кристаллическую структуру, а при $T < T_{\text{кр}}$ кристаллизация уже невозможна.

Приведенный критерий очень груб, так как не учитывает иные (помимо тепловых пиков) стороны воздействия ионов на поверхность, в частности, генерирование радиационных дефектов вне тепловых пиков, внедрение бомбардирующих ионов, радиационное стимулирование диффузии и отжига. Кроме того, интенсивность структурных превращений зависит от параметров тепловых пиков (объема, температуры и т.п.), а они, в свою очередь, зависят от характера торможения и количества энергии, затрачиваемой ионами на смещение атомов мишени (см. часть 1).

Так, для Ge и Si $T_{\text{кр}}/T_{\text{пл}} = 0,6$ и при ионной бомбардировке должна происходить их аморфизация. Однако известно, что ионы He^+ при комнатной температуре не аморфизуют кремний. Увеличение температуры мишени во время бомбардировки приводит к тому, что ионы все больших масс теряют способность переводить Ge и Si в аморфное состояние. Выше температуры 600 К для германия и 700 К для кремния их не удастся аморфизировать даже тяжелыми ионами.

5.2. Изменение состава поверхности при ионном внедрении

5.2.1. ИОННЫЙ СИНТЕЗ

Внедрение (имплантация) в мишень, состоящую из атомов В, большого количества ионов A^+ может привести к синтезу соединения АВ, по крайней мере, в виде отдельных зерен (вкраплений), если такое соединение в природе существует. Создание соединений в результате ионной бомбардировки называют ионным синтезом [50].

Синтез нового соединения в общем случае происходит через образование молекулярных комплексов, накопление которых по мере увеличения дозы и приводит к желаемому результату. Очевидно, что для создания нового вещества внутри исходного (например, Si_2N_4 в Si) требуется некоторая энергия активации так же, как для аналогичной химической реакции в газовой фазе. Кроме того, для осуществления синтеза в твердой фазе необходима определенная предварительная разупорядоченность, так как наличие близкорасположенных соседних атомов может препятствовать возникновению новой структуры. По-видимому, наилучшие условия для синтеза реализуются в тепловых пиках, где в результате смещений атомов и высокой температуры возникает "беспорядок" в расположении атомов и создаются условия для образования новых молекулярных комплексов и перестройки пространственной структуры. Очевидно также, что наиболее вероятной областью синтеза является область перекрытия профилей распределения внедряемой примеси и радиационных дефектов. Зародыши, образовавшиеся в изолированных тепловых пиках, постепенно разрастаются, объем новой фазы увеличивается. Этому способствует большое число радиационных нарушений в зоне внедрения и повышенная температура в процессе внедрения или специальный прогрев после внедрения.

Другой класс веществ, создаваемых ионной имплантацией, — твердые растворы и сплавы. Ионной имплантацией можно получить не только известные равновесные сплавы, но и новые, метастабильные сплавы, изготовление которых обычными металлургическими методами невозможно. Причиной этого является неравновесность са-

мого процесса имплантации. Эта неравновесность проявляется, в частности, в том, что внедренный атом занимает место в узле кристаллической решетки в результате так называемых замещающих столкновений. Ион на излете еще выбивает атом из узла решетки, а сам уйти из этого узла из-за недостатка энергии уже не может и остается в нем.

Именно замещающими столкновениями объясняется, по видимому, то, что при имплантации небольших (до 1 %) концентраций вольфрама и тантала в медь образуются метастабильные растворы замещения W-Cu и Ta-Cu, хотя в обычных условиях эти атомы несмешиваемы. Другим примером является сплав Ag-Cu, приготовляемый внедрением ионов Ag^+ в медь. При температуре ниже 300 °С практически все атомы серебра (исследования проведены до концентраций 17 %) находятся в узлах решетки, т.е. такой пересыщенный твердый раствор является раствором замещения. При температуре выше 310 °С этот раствор замещения распадается.

Метастабильным может оказаться также и твердый раствор, образующийся при внедрении в твердое тело ионов газов. Распад такого раствора приводит к выделению второй фазы — газовых пузырьков. В процессе непрерывного облучения пузырьки объединяются, образуя крупные пузырьки, которые, в конце концов, разрушаются, выделяя заключенный в них газ. Это явление (блистеринг) подробно рассматривалось в части 3.1.

5.2.2. ИОННО-СТИМУЛИРОВАННАЯ СЕГРЕГАЦИЯ

При облучении многокомпонентных сплавов в области температур (0,2 — 0,6) $T_{пл}$, когда становятся подвижными точечные дефекты в материале и их комплексы с атомами сплава, может происходить пространственное перераспределение компонент. В этом и заключается эффект радиационно-стимулированной сегрегации. В результате в материале возникают области с повышенным (вплоть до 100 %) содержанием одной из компонент и соответствующим обеднением другими. В области температур ниже 0,2 $T_{пл}$ радиационно-стимулированная сегрегация не имеет места из-за

низкой подвижности точечных дефектов, а при температурах выше $0,6 T_{пл}$ превалирующим оказывается процесс выравнивания концентраций за счет тепловой диффузии. Как правило, областями, в которых наблюдается обогащение (обеднение) одной из компонент сплава в процессе радиационно-стимулированной сегрегации, являются стоки точечных дефектов — поверхность материала, границы зерен, дислокации и т.п. Преимущественный направленный перенос одной из компонент в сплав из элементов А и В возникает в том случае, если комплексы $A+V$, $B+V$, $A+i$, $B+i$ имеют различные коэффициенты диффузии и энергии связи (времена жизни). Существенную роль в развитии радиационно-стимулированной сегрегации играет скорость образования дефектов. Поскольку при ионной бомбардировке распределение радиационных дефектов в мишени резко неоднородно, и, следовательно, на различных глубинах скорости образования дефектов существенно различаются, профили пространственного распределения компонент облучаемого сплава могут иметь довольно сложный характер. При облучении материалов ионами при повышенных температурах эффекты селективного распыления и радиационно-стимулированной сегрегации накладываются и могут приводить к весьма существенным изменениям состава поверхности по сравнению с исходным. В качестве примера на рис. 5.1 приведено распределение компонент в поверхностном слое сплава АМГ-2 (алюминий-магний-марганец) после облучения ионами H_1^+ . Поверхностный слой обогащен до 50 ат. % магнием, в то время, как в исходном сплаве его содержится всего лишь 0,4 %. Перераспределение компонент произошло в результате радиационно-стимулированной сегрегации в процессе бомбардировки ионами H_1^+ [51]. Преимущественный уход с поверхности одной из компонент сплава при повышенных температурах будет сопровождаться диффузией ее к поверхности и истощением в объеме. Заметное снижение концентрации одной из компонент может привести к потере исходных физико-химических свойств, а в некоторых случаях — к структурным фазовым превращениям.

5.3. Модификация рельефа. Поверхностные новообразования

5.3.1. РАЗВИТИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУР НА ПОВЕРХНОСТИ

Формирование кристаллов на облучаемых ионами поверхностях металлов впервые было обнаружено в экспериментах А. Гюнтершюльце в 1942 г. Кристаллы имели форму длинных тонких цилиндров и были названы вискерами (whisker— по-английски: кошачий ус). Подобного типа кристаллы могут быть получены различными методами в отсутствие ионного воздействия [52, 53]. Закономерности развития вискерообразования под действием ионного облучения и без него существенно различаются. Вискериобразование при ионной бомбардировке интересно как физическое явление и по той роли, которая ему принадлежит в трансформации поверхностного рельефа.

Чаще всего вискеры наблюдались на металлах, когда на бомбардируемой ионами поверхности присутствовали атомы по крайней мере двух различных элементов. Причем Г.К. Венер [47] показал, что вискеры образуются из материала того поверхностного компонента, который имеет меньшую температуру плавления. Обнаруживались вискеры и на поверхностях диэлектриков и полупроводников (SiO_2 , InSb).

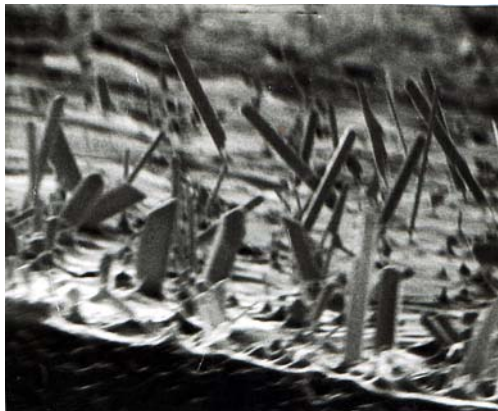


Рис. 5.2. Панорама покрытой вискерами грани медного образца после облучения в течение 1.5 часов ионами Hg^+ 50 эВ [54]. Увеличение 1500

На поверхности металлических одноэлементных образцов с высокой концентрацией структурных дефектов вискеры образовались и в отсутствие инородных атомов (рис. 5.2). Уровень дефектов, достаточно большой для их роста, создается, например, при резании металлов или в металлической проволоке, полученной волочением [55].

Кроме вискерев, при ионной бомбардировке подобных образцов было обнаружено большое количество выступов, которые со временем развивались в многогранники различных форм, не имеющие выраженной неоднородности развития граней. Кристаллы обоих типов росли при температурах, больших, чем $(0,3 \div 0,4) T_{пл}$, т.е. при температурах, когда становятся подвижными дислокации, идет отжиг структурных дефектов. Примерно через 3 ч облучения, когда степень совершенства структуры возрастала, появление новых кристаллов практически прекращалось. Если образцы подвергались предварительному отжигу, то при последующем ионном облучении новообразования на них не появлялись.

До настоящего времени закономерности развития кристаллов подробно изучены лишь на вольфраме (проволочные образцы) и на меди (ребра пластинчатых образцов, отделявшихся механически от листовой заготовки) [7, 54], облучаемых ионами ртути и аргона.

Можно выделить общие черты в развитии кристаллов в обоих случаях. Кристаллы появлялись не сразу после начала облучения и интенсивно росли в течение ограниченного времени. В период роста большинство из них сохраняло близкую к цилиндрической форму. Затем рост замедлялся и прекращался вовсе. Начиная этап трансформации формы, проходивший по-разному у различных вискерев. Наконец, следовало превращение вискерев в конические фигуры и их постепенное разрушение. Существовала оптимальная энергия ионов, при которой вискерев достигали максимальных размеров. При меньшей энергии они росли медленнее и вырастали до меньших величин. При увеличении энергии ионов выше оптимальной скорости роста вискерев оставались высокими, но время роста сокращалось, и они также не достигали максимальных размеров. С ростом температуры рост вискерев ускорялся. Они достигали больших размеров. Увеличивалась их концентрация на поверхности.

Наряду с общими чертами развитие кристаллов на каждом из изученных металлов имело свои особенности. Оптимальная энергия составляла 40—60 эВ (Ar^+ , Hg^+) для меди и 1—2 кэВ (Ar^*)

для вольфрама. При этих энергиях вискеры появлялись через 10—15 мин после начала облучения и росли в течение следующих 20—30 мин. Вискеры на меди за это время в среднем достигали в длину 10—20 мкм и в диаметре 1—2 мкм, а на вольфраме соответственно 100—150 мкм и 10—15 мкм. Уже при энергии ионов 300 эВ рост вискеро́в на меди продолжался не более 2—2,5 мин, и они доросли лишь до 3—5 мкм.

На этапе трансформации формы медные вискеры превращались в пластины, четырех- и шестигранные призмы (рис. 5.3). Отмечалось сращивание вискеро́в, выросших из разных мест на поверхности (рис. 5.4), развитие "новых" вискеро́в на многогранниках и вискера́х, появление кристаллов, состоящих из нескольких вискеро́в указанных выше форм (рис. 5.5).

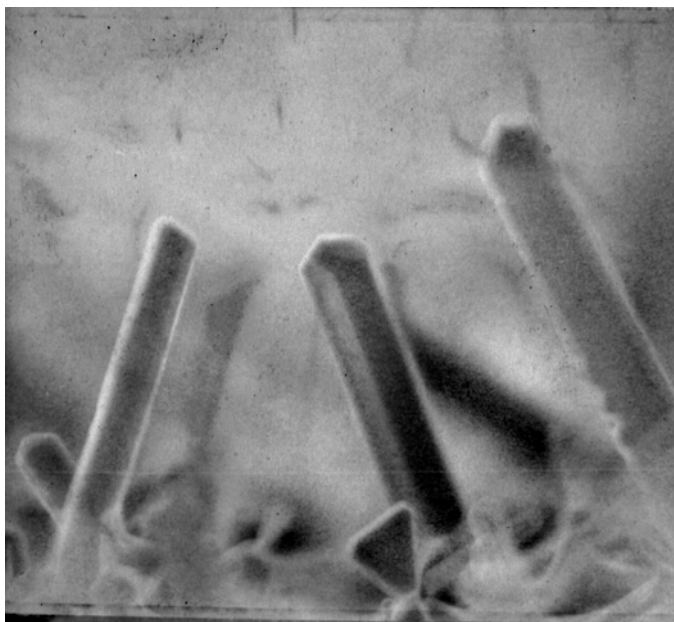


Рис. 5.3. Вискеры правильных геометрических форм (призмы, пластины) [7]. (Медь, ионы Hg^+ , 50 эВ.) Увеличение —3000

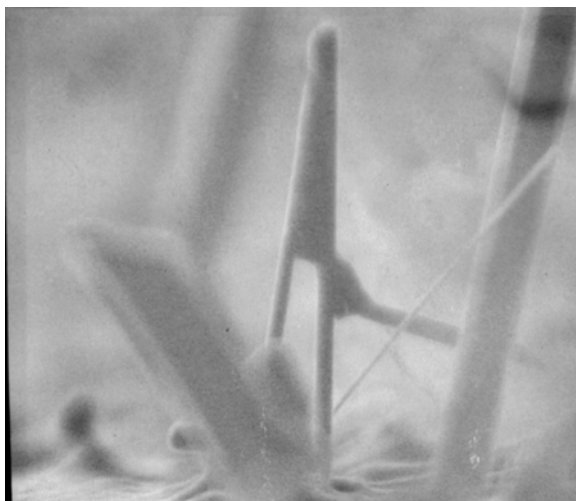


Рис. 5.4. Вискеры сложных форм [7]. (Медь, ионы Hg^+ , 50 эВ.) Увеличение —4000

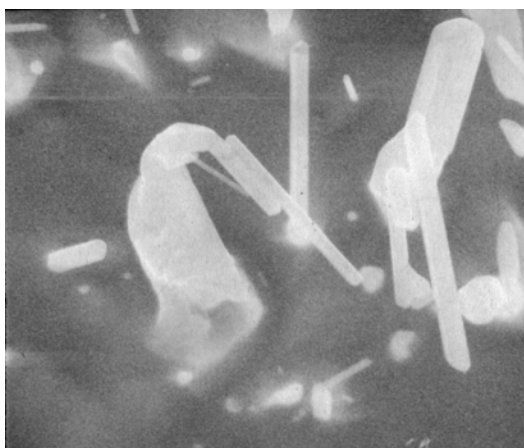


Рис. 5.5. Сросшиеся вискеры [7]. (Медь, ионы Hg^+ , 50 эВ.) Увеличение —6000

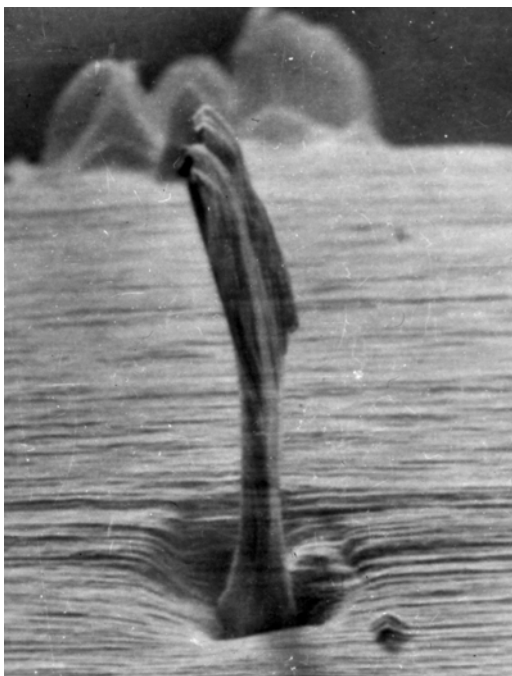


Рис. 5.6. Кольцевое углубление вокруг вискера [7].
(Вольфрам, Ag^+ , 1000 эВ.) Увеличение — 1000

Вискеры на вольфраме имели такую же волокнистую структуру, что и проволочная подложка и, как правило, не приобретали на этапе трансформации правильных геометрических форм. Вокруг наиболее крупных вискеро́в в период роста было заметно формирование кольцевых углублений (рис. 5.6). После окончания линейного роста отчетливо проявлялись рекристаллизационные процессы, имевшие следствием рост одной части вискера за счет другой, формирование новых элементов вискеро́в (рис. 5.7) и другие изменения.

Выступы на меди превращались в многогранники и росли в течении всего времени эксперимента. На вольфраме они в результате интенсивного распыления приобретали коническую форму и до-

вольно быстро (0,5 — 1 ч) разрушались. Во всех случаях размеры выступов не превышали нескольких микрон.

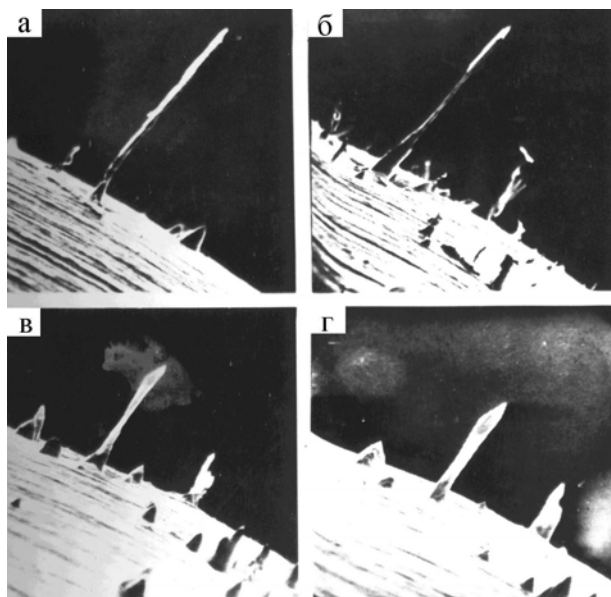


Рис. 5.7. Динамика развития вискера на поверхности вольфрама (ионы Ag^+ , 1000 эВ) [7]. Увеличение — 270. Доза облучения: *a* — $3,4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$; *б* — $4,2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$; *в* — $5,1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$; *г* — $6 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$

5.3.2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РОСТА КРИСТАЛЛОВ НА ОБЛУЧАЕМОЙ ИОНАМИ ПОВЕРХНОСТИ

Для объяснения закономерностей зарождения и роста кристаллов можно использовать модели, описывающие рост вискеро в отсутствии ионного облучения из поверхностного слоя, находящегося в сжатом состоянии [52]. (Такие слои образуются, например, при напылении тонкой пленки на подложку из иного материала из-за структурного несоответствия материала пленки и подложки.)

Согласно этим представлениям зарождение вискера обусловлено наличием на поверхности бугорка (выступа). Вблизи бугорка изменяется распределение напряжений: уменьшаются параллельные поверхности составляющие, появляются нормальные поверхности локальные сдвиговые компоненты напряжений. Такой бугорок может захватить выходящую на поверхность винтовую дислокацию (рис. 5.8, б). В поле напряжений винтовая дислокация будет скользить вокруг бугорка, последовательно вынося на поверхность атомные ряды и формируя, таким образом, вискер.

В другой модели принимается, что вискер растет в результате выноса скольжением на поверхность дислокационных междоузельных петель, генерируемых источником дислокаций типа Бардина — Херинга (рис. 5.8, а). Если такой источник расположен в зоне напряжений под бугорком и, соответственно, сориентирован относительно поверхности, то его работа, т.е. образование дислокационных петель и их скольжение из зоны напряжений на поверхность, приведет к формированию вискера. При любом варианте роста "материал" к основанию растущего вискера поставляется диффузионным путем.

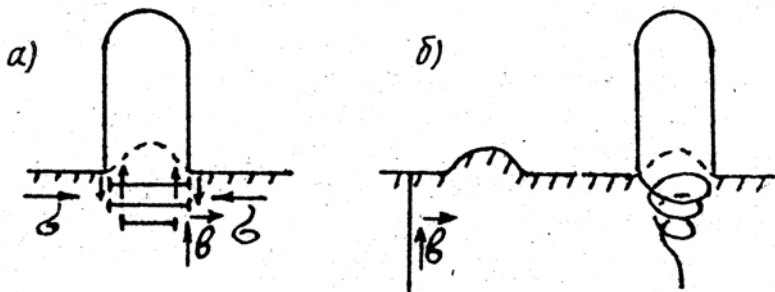


Рис. 5.8. Схема дислокационного роста вискеров благодаря работе дислокационного источника Бардина — Херинга (а) и скольжению винтовой дислокации вокруг бугорка (б)

Возможность использования дислокационных механизмов для описания роста вискеров при ионном облучении объясняется тем, что, как было показано экспериментально, ионная бомбардировка приводит к возникновению напряжений в поверхностном слое мишени. Рассмотрим механизм их появления и определим ве-

личину [2, 55]. Ионная бомбардировка приводит к образованию в поверхностном слое мишени радиационных дефектов — вакансий и собственных междоузельных и внедренных атомов. Положим, что вакансии образуются равномерно в слое $L_V=R_p+\Delta R_p$, где R_p — средний проективных пробег ионов, ΔR_p — среднеквадратичный разброс длин пробегов. При энергиях ионов $\text{Hg}^+ \text{Ar}^+ E \sim 10^3$ эВ их пробег сравним с размерами зоны спонтанной рекомбинации. Поэтому слой генерации междоузельных атомов будет $L_i=L_V+R_\phi$, где R_ϕ — усредненный по кристаллическим направлениям размер зоны спонтанной рекомбинации. При энергиях ионов $\text{Hg}^+ \text{Ar}^+ E < 100$ эВ $L_V \gg 0$, поэтому $L_i \sim R_\phi$. В этом случае в мишени по механизму замещающих столкновений образуются только междоузельные атомы.

Время установления стационарного распределения избыточных вакансий и междоузельных атомов, обусловленное их поглощением на дислокационных стоках, оказывается много меньшим времени распыления поверхности на глубину, равную характерной диффузионной длине — расстоянию между дислокационными стоками. Поэтому можно считать, что установление распределения дефектов происходит при неподвижной поверхности, и записать стационарное уравнение диффузии для полубесконечного образца.

$$D_{V,i} \frac{\partial^2 C_{V,i}}{\partial x^2} - \frac{C_{V,i} - C_{V,i}^{(0)}}{\tau_{V,i}} + Q_{V,i} = 0, \quad (5.1)$$

где $D_{V,i}$ — коэффициент диффузии вакансий (междоузельных атомов); $C_{V,i}$ и $C_{V,i}^{(0)}$ — соответственно, образованная облучением избыточная и термическая равновесная концентрация вакансий (междоузельных атомов); $Q_{V,i} = qja^3 L_{V,i}$ при $0 < x < L_{V,i}$; $Q(x) = 0$ при $x > L_{V,i}$; j — плотность потока ионов на образец; a — параметр решетки; q — среднее количество пар Френкеля, образуемых одним ионом (см. [35]); $\tau_{V,i} \approx L_p^2 D_{V,i}^{-1} = (z\rho D_{V,i})^{-1}$ — среднее время жизни вакансий (междоузельных атомов); ρ — плотность дислокаций; $z \approx 1$ — вероятность поглощения дефектов дислокациями.

Глубина слоя образования дефектов ($L_{V,i}$) меньше расстояния между дислокационными стоками (L_p). Поэтому поглощением де-

фектов объемными стоками в области $0 < x < L_{V,i}$ можно пренебречь и записать (5.1) в виде

$$D_{V,i} \frac{\partial^2 C_{V,i}}{\partial x^2} + Q_{V,i}(x) = 0 \quad (5.2)$$

с граничным условием на поверхности $C_{V,i}(x=0)=0$. Для области $x > L_{V,i}$ будем иметь

$$D_{V,i} \frac{\partial^2 C_{V,i}}{\partial x^2} - \frac{C_{V,i} - C_{V,i}^{(0)}}{\tau_{V,i}} = 0 \quad (5.3)$$

с граничным условием на бесконечности $C_{V,i}(x=\infty)=0$. При записи (5.1) — (5.3) пренебрегалось гибелью вакансий и междоузельных атомов в результате образования комплексов и взаимной аннигиляцией. Для области $0 < x < L_{V,i}$ это оправдывается наличием мощного поверхностного стока, а для $x > L_{V,i}$ — высокой плотностью объемных стоков.

Решая (5.1) и (5.3) с краевыми условиями и используя условия непрерывности $C_{V,i}|_{x=L_{V,i}}$ и $\frac{\partial C_{V,i}}{\partial x}|_{x=L_{V,i}}$, получим распределение $C_{V,i}$ для области

$$C_{V,i}(x) = C_{V,i}^{(0)} + \frac{qjL_{V,i}\alpha^3}{D_{V,i}} \exp - \frac{x}{\sqrt{D_{V,i}\tau_{V,i}}} \quad (5.4)$$

На самом деле концентрация вакансий окажется меньшей, чем определенная по (5.4), поскольку часть вакансий исчезнет благодаря поглощению внедренных атомов. Но даже без учета этого обстоятельства разница в величинах L_i и L_V определит преимущественное поглощение междоузельных атомов в области $x > L_i$ и формирование в поверхностном слое плосконапряженного состояния

$$\sigma_{xx} = 0, \quad \sigma_{yy} = \sigma_{zz} = \sigma(x, t_{обн}),$$

$$\sigma(x, t_{обн}) = -\frac{1}{3} \frac{Y}{(1-\nu)_0} \int_0^{t_{обн}} \frac{C_i(x,t) - C_i^{(0)}(x,t)}{\tau_i} - \frac{C_V(x,t) - C_V^{(0)}(x,t)}{\tau_V} dt, \quad (5.5)$$

где Y — модуль Юнга; ν — коэффициент Пуассона; $C_{V,i}(x,t)$ — распределение вакансий (междоузельных атомов) с учетом перемещения расплывающейся границы образца; $t_{\text{обл}}$ — время облучения. Зависимостью равновесных концентраций $C_{V,i}(x,t)$ от напряжений в (5.5) можно пренебречь, поскольку $C_{V,i} \big|_{x-(D_{V,i}\tau_{V,i})^{1/2}} \gg C_{V,i}^{(0)}$ и даже при достижении предела текучести ($\sigma_T \sim 10^{10}$ гс⁻²см) имеем

$$C_{V,i}^{(0)}(\sigma = \sigma_T) / C_{V,i}^{(0)}(\sigma = 0) \approx \exp \pm \frac{\sigma a^3}{kT} \sim 1. \quad (5.6)$$

Поэтому можно записать

$$\frac{C_{V,i} - C_{V,i}^{(0)}}{\tau_{V,i}} \approx \frac{qjL_{V,i}a^3}{D_{V,i}\tau_{V,i}} \exp - \frac{x - \nu_s t}{\sqrt{D_{V,i}\tau_{V,i}}}, \quad (5.7)$$

где $\nu_s = a^3 S j$ — скорость перемещения границы образца в результате распыления; S — коэффициент распыления.

После подстановки (5.6) в (5.5) и интегрирования по времени облучения $t_{\text{обл}} \gg (D_{V,i}\tau_{V,i})^{1/2} \nu_s^{-1}$, получим "квазистационарное распределение напряжений":

$$\sigma(x') = \frac{Yq(x\rho)^{1/2}}{3S(1-\nu)} R_{\Phi} \exp[-x'(x\rho)^{1/2}], \quad (5.8)$$

где $x' = x - \nu_s t_{\text{обл}}$ — расстояние до расплывающейся поверхности.

Легко подсчитать, что в условиях рассмотренных выше экспериментов ($q_{\text{Cu}} \approx 1$, $S_{\text{Cu}} = 0,05$ ат/ион, $q_{\text{W}} \approx 20$, $S_{\text{W}} = 1$ ат/ион, $\rho \approx 10^{11}$ см⁻², $\nu \approx 0,3$, $R_{\Phi} \approx 10^{-7}$ см) напряжения оказывались равными для вольфрама $\sigma(x' = 0) \approx 40\sigma_{\text{упр}}^x$, а для меди $\sigma(x' = 0) \approx 20\sigma_{\text{упр}}^x$,

где $\sigma_{\text{упр}}^x = 6b\rho^{1/2}$ — предел упругости для чистого металла; G — модуль сдвига (обычно для металлов $G/Y \sim 0,25$); b — вектор Бюргерса. А толщина слоя, в котором $\sigma(x') > \sigma_{\text{упр}}^x$, составит $\sim 10^{-5}$ см.

Из-за высокой скорости пластических деформаций напряжения, по-видимому, не будут столь значительно превосходить предел упругости. Однако видно, что ионная бомбардировка порождает напряжения, превосходящие предел упругости и, следовательно,

достаточно большие для работы дислокационного источника. Таким образом получает свое обоснование дислокационная модель роста вискеро́в на облучаемых поверхностях.

Найдем скорость роста вискеро́в. При наличии достаточно больших напряжений их рост лимитируется диффузией. Направленный поток атомов к основанию растущего вискеро́а образуется за счет разности напряжений в области работающего источника и в его окружении и обеспечивает скорость роста вискеро́а i , примерно равную:

$$i \approx \frac{\Delta l}{\Delta t} = D_V^x \nabla C_V. \quad (5.9)$$

Представим в первом приближении

$$\nabla C_V \approx \frac{\Delta C_V}{d} \approx \frac{C_{V_0} - C_{V_p}}{d},$$

где $C_{V_p} = C_{V_0} \exp(-\frac{\sigma a^3}{kT})$, диаметр вискеро́а и одновременно характерный размер области изменения напряжений вокруг его основания. Поскольку $\sigma \ll kT/a^3$, можно записать

$\nabla C_V \approx \frac{\sigma a^3}{dkT} C_{V_0}$, и тогда

$$i = D^x \frac{\sigma a^3}{dkT}, \quad (5.10)$$

где $D^x = D_V^x C_{V_0}$. Коэффициент диффузии D^x имеет смысл эффективного коэффициента, величина которого зависит от структуры области, окружающей растущий вискеро́, а также, по-видимому, от параметров облучения.

Появление поверхностных выступов, инициирующих рост вискеро́в, нельзя объяснить однозначно. Они могли возникнуть на участках, где в силу неравномерного распределения дислокаций локальный уровень напряжений более низкий, чем в среднем, и поэтому именно к этим участкам направляется диффузионный поток. Выступы могли быть также следствием не равномерного распыления участков, содержащих структурные дефекты.

Проанализируем с точки зрения изложенной модели основные закономерности развития кристаллов.

Появление новообразований лишь на неотожженных образцах объясняется тем, что низкая плотность дислокаций в отожженном металле ($\sim 10^6 \text{ см}^{-2}$) препятствует накоплению напряжений до критического уровня ($\sigma_{\text{упр}}^{\text{ч}}$), а также резко снижает скорость роста вискеро-в (см. (5.3)).

Задержка начала массового роста вискеро-в после начала облучения связана, очевидно, с накоплением напряжений и формированием на поверхности бугорков, выступов, необходимых для "включения" механизмов роста. Причиной прекращения линейного роста вискеро-в задолго до завершения отжига облучаемых образцов могли являться окружающие их кольцевые углубления. Углубления возникали в результате того, что большая часть материала для растущего вискера поставлялась в результате диффузионного переноса с окружающих его участков. Развиваясь, такие углубления приводили к уменьшению сдвиговых компонент напряжений ниже уровня, необходимого для скольжения дислокации к поверхности и роста вискеро-в. Рост вискеро-в мог прекратиться также при распылении поверхности на глубину дислокационных источников. Последнее обстоятельство объясняет, почему время роста вискеро-в и их высота уменьшались с увеличением энергии ионов (увеличением коэффициента распыления).

При уменьшении энергии ионов сокращалось число генерируемых дефектов и, соответственно, уменьшалась величина накапливаемых напряжений. В результате, даже несмотря на возрастающее время их роста из-за понижения скорости распыления поверхности, вискеро-в достигали меньших размеров.

Если появившиеся выступы не давали начало росту вискеро-в, например, из-за отсутствия дислокационного источника, то, продолжая развиваться, они на медной поверхности превращались в многогранники. Выступы на вольфраме сравнительно быстро разрушались, достигнув определенной предельной величины, ввиду неблагоприятно складывающегося соотношения между процессами роста и распыления.

Возникновение вискеро-в на крупных выступах можно объяснить тем, что под действием ионной бомбардировки на них развивались напряжения и начинал действовать механизм вискерообразования. Этому, в частности, способствовала выпуклая форма выступов.

Отсутствие кристаллов при температурах ниже $0,3 — 0,4 T_{пл}$ связано с торможением диффузионных процессов в металлах при этих температурах. Учет генерируемых ионной бомбардировкой напряжений делает понятным, по крайней мере качественно, отмечавшееся в начале этой главы инициирование роста вискероидов присутствующими на облучаемой поверхности атомами более тугоплавкого элемента. Малоподвижные чужеродные атомы закрепляют дислокации. Поэтому релаксационные процессы затормаживаются и растет средний уровень напряжений. В результате возрастают диффузионные потоки к центрам зарождения вискероидов и выступают и увеличивается скорость их роста.

Эти трансформации формы вискероидов, завершивших линейный рост, можно описать в настоящее время лишь в самых общих чертах. После прекращения по одной из причин работы дислокационного источника диффузионный поток уже не адаптируется им. Диффузия через основание вискероидов в совокупности с процессами перенапыления, рекристаллизации и распыления обеспечивает трансформацию вискероидов после прекращения линейного роста и постепенное превращение их в конусы. Вместе с тем детали развития вискероидов на этом этапе остаются пока не выясненными.

5.3.2. ФОРМИРОВАНИЕ КОНИЧЕСКИХ СТРУКТУР НА ПОВЕРХНОСТИ

Конические структуры являются формой развития рельефа в тех условиях, когда такое развитие происходит в результате совместного действия распыления и ионно-индуцированных процессов в приповерхностных слоях твердого тела. Конусы появлялись на поверхности металлов и полупроводников в диапазоне энергий ионов от нескольких сотен электронвольт до десятков килоэлектронвольт. Конусы развивались как при облучении ионными пучками, так и при облучении непосредственно в плазме. На металлах они образовывались в температурном диапазоне $(0,3 \div 0,4) T_{пл} \leq T \leq (0,7 \div 0,8) T_{пл}$. Их высота над облучаемой поверхностью достигала десятков микрометров, но они всегда оставались ниже уровня первоначальной поверхности (рис. 5.9).

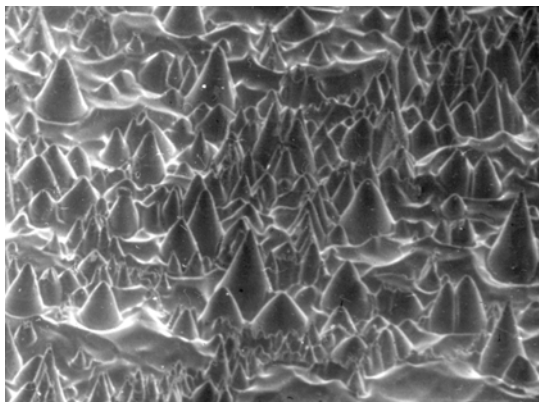


Рис. 5.9. Панорама покрытой конусами поверхности медного образца: Ag^+ , 600 эВ. Увеличение — 1000

На поверхностях чистых металлов конусы росли на участках с высоким уровнем структурных дефектов. Рост конусов стимулировался, и они появлялись также и на участках с совершенной структурой, если на поверхность в процессе облучения направлялся поток атомов более тугоплавких металлов. Поток атомов примеси, стимулирующий появление конусов, мог быть весьма мал — всего 0.2 % от потока распыления (в случае осаждения атомов молибдена на поверхность меди, бомбардируемую ионами ртути с $E = 500$ эВ, $j = 1$ mA/cm^2).

Рост конусов начинался с образования цилиндрических выступов, диаметр которых иногда не превышал 0.01 μm , а высота — 0.1÷1.0 μm . Они не превышали толщину распыленного слоя и при облучении по нормали к поверхности также составляли с ней прямой угол. Этим они отличались от вискеро́в, однако, так же как вискеры, являлись продуктом кристаллического роста, обеспеченного поверхностной диффузией. Под действием сил поверхностного натяжения выступы со временем превращались в фигуры, напоминающие "грибы" или "шарик на ножке" (рис. 5.10). Отмечались выступы, имеющие несколько "шариков". В процессе длительного облучения ножки приобретали конические формы, и по мере распыления шарика в вершинах завершалось формирование конуса. Причиной этого была совокупность нескольких явлений, среди которых:

уменьшение по мере распыления шарика в вершине выступа размера области, защищаемой им от распыления; понижение в процессе расширения уровня исходной поверхности; накопление диффундирующего вещества на боковых сторонах выступов.

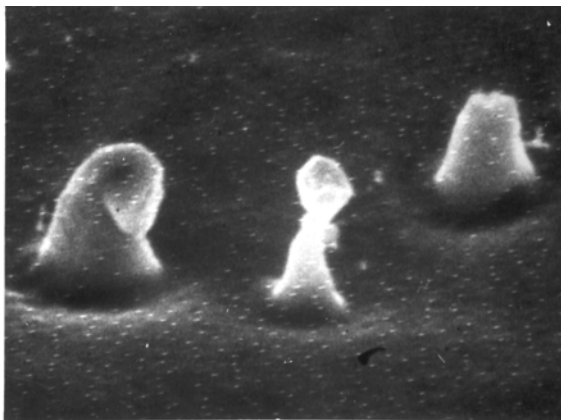


Рис. 5.10. "Шарик-на-ножке": медь, Ag^+ , 600 эВ. Увеличение — 6000

Угол при вершине θ , независимо от первоначальной формы "экранирующего" элемента стремится к значению $\theta_{\text{max}} = \pi - 2\varphi_{\text{max}}$. Если, благодаря наличию атомов тугоплавкой примеси, средний уровень напряжений на облучаемой поверхности поддерживался постоянным, формы конусов и скорости их роста оставались стабильными в течение длительного времени. При облучении меди потоками атомов вольфрама и ионов аргона ($j_W = 1.5 \cdot 10^{14}$ ат/см²с; $j_{\text{Ag}^+} = 3 \cdot 10^{16}$ ион/см²с, $E_{\text{Ag}^+} = 600$ эВ) период стабилизации продолжался 2÷2.5 ч (рис. 5.11). За это время с поверхности было распылено 80÷90 мкм, а средняя высота конусов увеличивалась с 17 до 40 мкм, т.е. составляющий конусы материал сменился несколько раз. Скорость роста конусов над распыляемой поверхностью варьировалась в пределах $(25 \pm 5) \times 10^{-8}$ см/с.

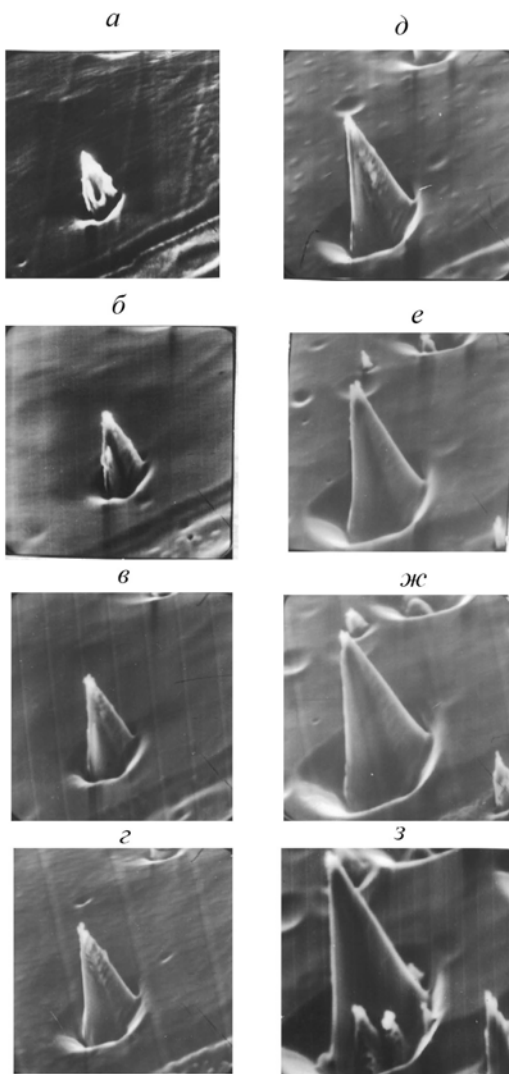


Рис. 5.11. Развитие конуса в период стабилизации [7].
 Медь, ионы Ag^+ $E=600$ эВ, $j=3 \times 10^{16}$ см⁻². Время облучения
 (мин): *a* — 90, *б* — 110, *в* — 130, *г* — 150, *д* — 170, *е* —
 200, *ж* — 230, *з* — 250 с.

Модель, объясняющая существование периода стабильной формы и других закономерностей развития конусов, основывается на представлении о том, что ионная бомбардировка не только создает, благодаря распылению, конические формы, но и способствует развитию сжимающих напряжений на их поверхностях при определенных углах наклона (θ_s) склонов конусов (рис. 5.12) [56, 58]. Вершина конуса размером $R \approx L$, где L — глубина напряженной приповерхностной зоны, остается свободной от напряжений. Поэтому по склонам конуса в вершину устанавливается диффузионный поток, компенсирующий ее распыление. Таким образом, развитие конуса есть результат того, что благодаря ионно-стимулированным процессам на поверхности склонов и в приповерхностных слоях, распыление его вершины происходит медленнее, чем распыление окружающей плоской поверхности. В результате, высота конуса увеличивается в процессе развития, хотя его вершина всегда ниже уровня первоначальной поверхности.

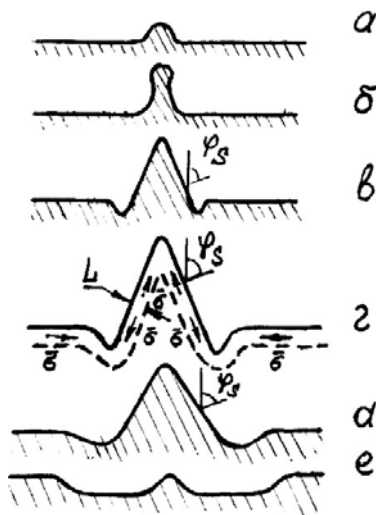


Рис. 5.12. Схема развития конуса [56]: *a* — первоначальный выступ, *b* — шарик на ножке, *в-г* — период стабилизации формы конуса и скорости его роста, *д* — разрушение вершины и увеличение угла наклона склонов, *е* — распыление и исчезновение конуса.

Напряжения по склонам конусов возникают при выполнении условия $\theta_s > \pi - 2\varphi_{кр}$. За величину $\varphi_{кр}$ принимается угол падения ионов, при котором атомы поверхности склона при столкновении с налетающим ионом получают энергию E_M , достаточную для образования междоузельного атома в глубине мишени по механизму замещающих столкновений:

$$E_M = E_i \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} \cos^2 \varphi_{кр}, \quad (5.11)$$

где M_1 и M_2 — массы иона и атома поверхности соответственно. В большинстве случаев вместо E_M можно использовать энергию смещения E_d . Оценка представляется оправданной для ионов средних и тяжелых масс с энергиями $E_i \leq 1$ кэВ, когда можно пренебречь их внедрением в поверхность при наклонном падении.

Если $\varphi_{кр} < \varphi_{max}$, то диффузионный поток заостряет вершину, но не приводит к изменению угла между склонами и скорости распыления конуса в целом. Если же $\varphi_{кр} > \varphi_{max}$, то в этом случае диффузионный поток в вершину в совокупности с распылением приводит к установлению такого угла θ_s между склонами, что скорости разрушения склонов и вершины сравниваются ($\dot{h}_s = \dot{h}_t$). В предположении конической формы вершины конуса условие равновесия

$$\frac{\overline{D}_s \overline{\sigma} \cos \varphi_t}{kTL \sin \varphi_s} = j_i [S(\theta_t) - S(\theta_s)]. \quad (5.12)$$

Здесь θ_t — угол при вершине конуса и θ_s — угол между направлением ионного пучка и нормалью к поверхности.

Эта конфигурация оказывается относительно стабильной. При увеличении по какой-либо причине скорости разрушения вершины (увеличение коэффициента распыления, уменьшение диффузионного потока) уменьшается наклон склонов конуса в верхней его части, и, в результате, усиливается диффузионный поток в вершину. Процесс развивается до тех пор, пока скорость разрушения склонов и вершины вновь не сравняются уже при несколько большем значении угла θ_s . При замедлении разрушения вершины картина будет

обратной. Если условие (5.12) выполняется при углах $\varphi_s > \varphi_{\max}$, таких, что $S(\varphi) < S(0)$, то высота конуса будет увеличиваться со скоростью:

$$\dot{h} = j_i a^3 [S(0) - S(\varphi_s)]. \quad (5.13)$$

Подобным же образом напряжения на облучаемых склонах влияют на развитие кольцевой канавки конического сечения вокруг конуса. Под их влиянием формируется поток вакансий в область дна углубления, где уровень напряжений оказывается повышенным. В результате предотвращается образование плоского дна, стабилизируется его форма и скорость роста глубины. Часть материала из углубления благодаря диффузии поступает на склоны конуса. Материал поступает на склоны конуса также благодаря перенасыщению со склонов канавки и с окружающих его участков плоской поверхности.

Используя формулу (5.13) и зависимость $S(\varphi)$, можно оценить возможность роста конусов при данных энергии и типе ионов, виде мишени. При $E \leq 1$ кэВ величина $[S(0) - S(\varphi_{\text{кр}})] > 0$ для пар $\text{Ne}^+ \rightarrow \text{Cu}$, $\text{Ar}^+ \rightarrow \text{Cu}$, $\text{Ar}^+ \rightarrow \text{Au}$, $\text{Hg}^+ \rightarrow \text{Ta}$. Это условие не выполняется, т.е. конусы не будут расти в случае $\text{Ne}^+ \rightarrow \text{Mo}$, $\text{Ar}^+ \rightarrow \text{Ta}$, $\text{Ar}^+ \rightarrow \text{W}$. Конусы могут образовываться в тени затеняющего элемента, например вискера (рис. 5.13), но не будут расти после его распыления.

Последовательный учет роли напряжений и формируемых ими диффузионных потоков по склонам конусов позволяет объяснить не только причины роста конусов, но и специфические особенности конусообразования, отмечаемые в различных экспериментальных условиях [58].

Изменение формы вершины конусов — округление, заострение, образование наплывов, иногда напоминавших своеобразные покрытия, образование "шариков", смещение вершины, появление нескольких микровершин — определялось колебаниями скорости распыления, величины диффузионного потока по склонам или нарушением его симметрии. В результате действия механизма стабилизации эти изменения формы вершины не оказывали влияния на рост и форму конусов в целом.

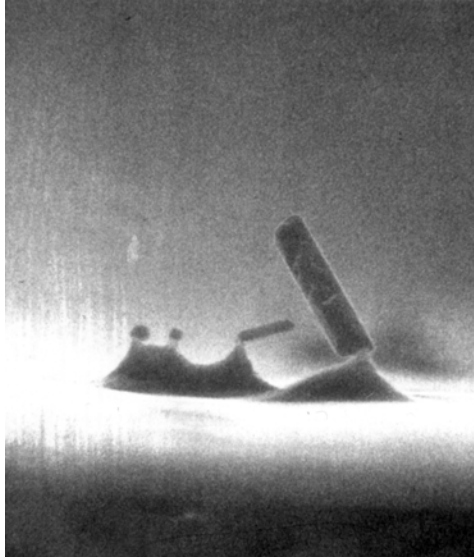


Рис. 5.13. Формирование конусов в "тени" вискерсов и выступов [7]. (Медь, Hg^+ , 200 эВ.) Увеличение — 6000

Если в результате флуктуации перечисленных выше параметров или, благодаря внешнему воздействию вершина "затуплялась" таким образом, что ее диаметр существенно превышал толщину напряженного слоя, то диффузионный поток по склонам уже не мог восстанавливать вершину. В результате формировался своеобразный кольцевой гребень по периферии вершинной области или вырастала новая вершина вдоль одного из склонов, если ионная бомбардировка происходила не по нормали к плоской поверхности.

При развитии конусов у поверхностных ступенек, на краю образцов или при близком расположении конусов потоки перенаправляющихся атомов и отраженных ионов на стороны конусов оказывались несимметричными. Это вызывало асимметрию напряжений и диффузии на сторонах конусов и их изгиб. Возрастающая плотность ионного облучения изогнутой части конуса интенсифицировала диффузионные потоки, и в результате она удлинялась и утончалась (рис. 5.14).

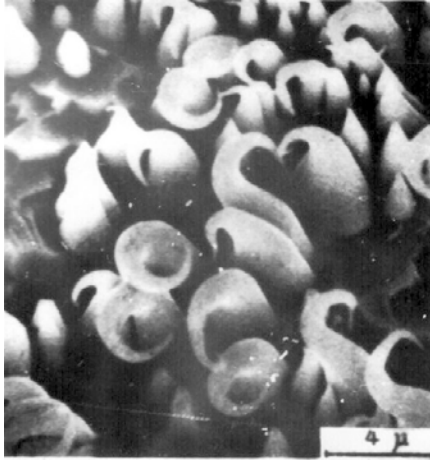


Рис. 5.14. Изогнутые конусы [57]. (Медь, Ag^+ 30 КэВ.) Увеличение — 4500

Если поток тугоплавкой примеси на поверхность прекращался, то уровень напряжений на склонах и, соответственно, диффузионный поток в вершину со временем уменьшались. При этом равновесный угол θ_s увеличивался, начиная с вершинной области, и постепенно распространялся на весь конус. Рост конуса замедлялся, а затем после достижения условия $S(\varphi_s) > S(0)$ начиналось его распыление. Глубина окружающего конус углубления также переставала увеличиваться, у него появлялось и росло плоское дно между отступающими во время распыления склонами (рис. 5.15).

При появлении на поверхности структуры, состоящей из тесно расположенных конусов, их развитие определяется некоторыми дополнительными аспектами. В частности, значительная часть атомов, распыленных со склонов, осаждается на соседние конусы, способствуя замедлению распыления всей структуры конусов. Кроме того, при интенсивном перенапылении увеличиваются напряжения на склонах конусов и, соответственно, интенсифицируются процессы роста. В результате, при тесном расположении равновесный угол при вершине оказывается меньшим, чем у одиночных конусов. Следует также отметить, что бомбардировка рас-

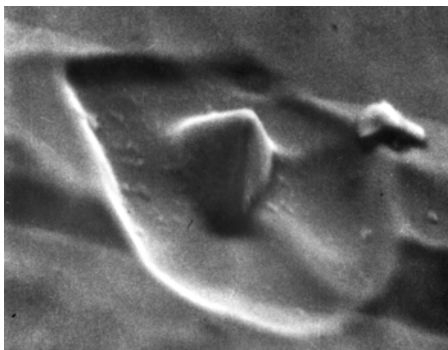


Рис. 5.15. Конус на стадии разрушения [7].
(Медь, ионы Hg^+ , 50 эВ.) Увеличение — 1500

пыленными со склонов атомами соседних участков поверхности способствует росту напряжений и появлению там новых конусов. Это, предположительно, является одной из причин самовосстановления структуры тесно расположенных конусов.

На определенных кристаллических гранях и при не слишком высоких температурах и потоках облучения конусы приобретали пирамидальную огранку. Условия такого развития выявлены недостаточно.

Процессы, связанные с ионно-стимулированными напряжениями, и перенапыление играли основную роль в образовании конусов и пирамид на выступах и гребнях или в углублениях, ямках травления и т.п. В первом случае выпуклая форма рельефа способствовала формированию диффузионных потоков в их вершины, во втором — бомбардировка дна углублений атомными частицами, рассеянными и распыленными с их склонов, инициировала рост напряжений и формирование первоначальных выступов. Второй из указанных процессов является основной причиной появления конусов в поверхностных порах (раздел 5.3.3).

5.3.3. ПОВЕРХНОСТНОЕ ПОРООБРАЗОВАНИЕ

В этом разделе рассматриваются условия появления и закономерности развития микроскопических пор (углублений) на по-

верхности твердого тела, облучаемого ионами плазмы [59]. Поры появлялись на поверхности твердых тел при их бомбардировке ионами легких газов в условиях высоких температур. На поверхности плотного мелкозернистого графита МГТ-8 при облучении ионами гелия He^+ ($E = 800$ эВ, $j = 1.2$ мА/см²) поверхностные поры наблюдались в диапазоне температур от 500 и до 1300 °С, предельной температуры экспериментов. Они появлялись при дозах примерно 0.4×10^{20} ион/см². Средние размеры пор составляли около 5 мкм и были сравнимы с толщиной распыленного слоя. В диапазоне доз $(0.4 \div 2.2) \times 10^{20}$ ион/см² концентрация пор увеличивалась в 5÷7 раз и достигала величины 3×10^6 см⁻² (рис. 5.16). Количество пор росло экспоненциально с дозой облучения (рис. 5.17).

При облучении медно-никелевого сплава Cu-Ni 50 ат % ионами гелия ($E = 600$ эВ, $j = 1$ мА/см²) при температуре 550 °С появление пор было зарегистрировано при дозах облучения $(0.5 \div 1) \times 10^{20}$ ион/см². Поры уже в первый момент их регистрации после начала облучения имели значительные размеры (рис. 5.18). Концентрация пор оказывалась выше вдоль границ поверхностных кристаллитов, царапин и т.п. Видно, что, сливаясь друг с другом, тесно расположенные поры образуют каналы по границам поверхностных кристаллитов (рис. 5.19, *а*). Поры примерно тех же поперечных размеров, хотя и в меньшем количестве, появлялись и на прилегающих к облучаемой области, но не облученных участках поверхности (рис. 5.19, *б*). Следует отметить, что образование пор фиксировалось на поверхности нагреваемых металлов также и в отсутствие ионного облучения.

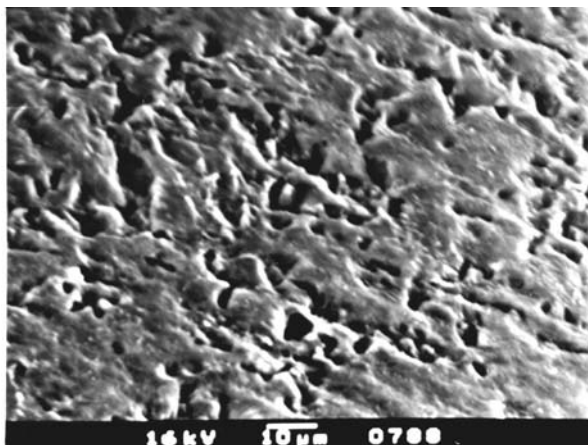


Рис. 5.16. Поры на поверхности графита МПГ-8 [59]. (He⁺, 800 эВ.) Увеличение — 1000

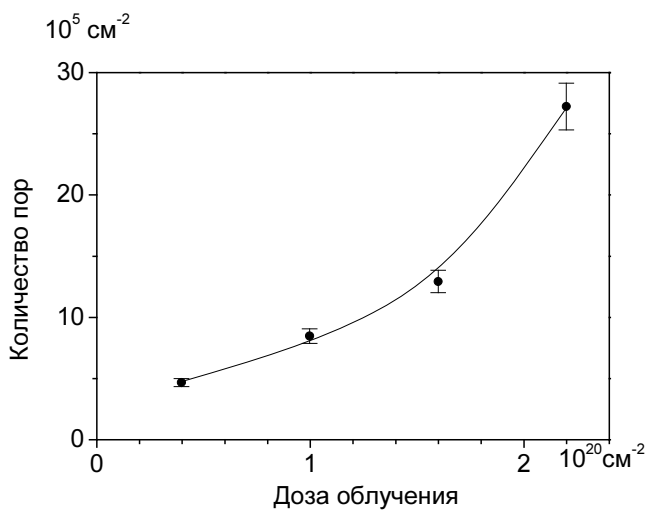


Рис. 5.17. Зависимость концентрации пор на поверхности графита МПГ-8 от дозы облучения ионами He⁺ с энергией 800 эВ [59]

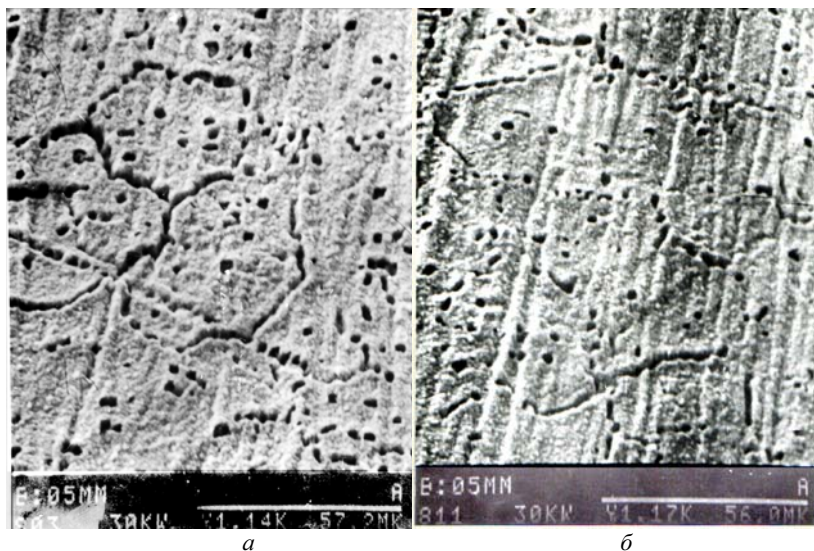


Рис. 5.19. Поры на поверхности сплава Cu-Ni50 ат %: *а* — на поверхности, облученной ионами гелия [59] ($E=600$ эВ, $j=1$ мА/см², $\Phi=3,2 \times 10^{20}$ ион/см², $T=550$ °С), *б* — прилегающих к облучаемой области, но не облученных участках поверхности. Увеличение — 1000

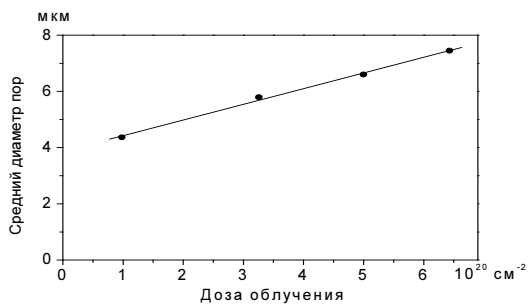


Рис. 5.18. Зависимость поперечного размера пор на поверхности сплава Cu-Ni 50 ат % от дозы облучения ионами He⁺ с энергией 600 эВ [59]

Однако в этом случае их размеры и концентрация оказываются существенно меньшими.

Поры на необлучаемой поверхности практически не изменялись после появления. Динамику развития одиночной поры под облучением можно проследить на рис. 5.20. В первый период после появления поры имели форму, близкую к призме (рис. 5.20, *а*), боковые стенки, которой практически перпендикулярны поверхности. Пора окружена кольцевым выступом, значительно возвышающимся над поверхностью. С увеличением дозы облучения угол наклона боковых стенок постепенно уменьшается, и пора приобретает форму усеченной пирамиды (рис. 5.20, *б*, *в*). При этом форма поры (поперечное сечение поры на уровне поверхности) существенно не изменялась, но ее размер увеличивался с 4,2 до 7,3 мкм при росте дозы облучения с 1×10^{20} ион/см² до $6,4 \times 10^{20}$ ион/см². Увеличивалась также ее глубина, хотя степень этого увеличения определить трудно. Кольцевой выступ, окружающий пору, сохранялся во всем диапазоне доз облучения. На определенном этапе развития на дне пор начинали расти конические выступы (рис. 5.20, *г*).

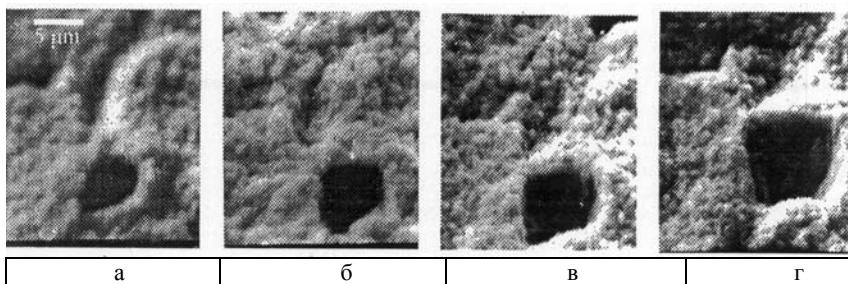


Рис. 5.22. Развитие поры на поверхности сплава Cu-Ni 50 ат %: He⁺, 600 эВ. [59]. Увеличение — 4000

Поры, описываемые в этом разделе, отличаются от тех, что появлялись после слета или разрушения крышек блистеров (см. часть 3.1). В частности, поры появляются при существенно более высоких дозах облучения и температурах поверхности. Их глубина на один-два порядка величины превышает глубину внедрения ио-

нов, которая примерно совпадает с глубиной пор, образующихся после разрушения блистеров.

Размеры и формы пор сразу после появления и наличие кольцевого выступа вокруг них свидетельствуют о том, что причиной их появления не могло быть распыление. В противном случае пришлось бы предположить, что коэффициент распыления материала на дне пор более, чем в 3-4 раза превышал коэффициент распыления плоской поверхности. Даже если учесть, что поры и углубления образовались в местах с дефектной структурой, то и тогда превышение коэффициента распыления не могло быть столь значительным.

Кроме того, следует отметить, что углубление, какой бы формы оно ни было первоначально, например, цилиндрическое (или пирамидальное), в результате распыления под действием ионной бомбардировки должно принять форму опрокинутого усеченного конуса (или пирамиды) с углом между образующей конуса и нормалью к поверхности $\varphi = \pi/2 - \theta$, где θ — угол максимального распыления. Видно, что поры принимают форму усеченного конуса, но угол φ остается значительно большим.

Наконец, следует обратить внимание на кольцевые выступы, окружающие поры, и соответствующие выступы вдоль линейных углублений-каналов по границам зерен. Известно, что подобные выступы под действием распыления должны разрушаться. В частности, расчеты показывают, что выступ, окружающий пору, должен исчезнуть при дозе 1×10^{20} ион/см². Однако он существует с практически неизменной формой даже при дозе $6,4 \times 10^{20}$ ион/см².

Высокие температуры появления пор, их возникновение как на облучаемой ионами поверхности, так и в отсутствие облучения, наконец, сравнительно большие размеры, в частности глубины пор, позволяют заключить, что их зарождение сопровождало рекристаллизационные процессы в материалах. Это объясняет, почему поры чаще появлялись вдоль границ зерен и различных дефектов структуры. Растворенные в материале газы сорбировались на их стенках и выделялись в объем пор, способствуя их стабилизации и росту. При облучении поверхности ионами водорода или гелия концентрация легко диффундирующих атомов в приповерхностном слое многократно возрастала. Соответственно, возрастал поток

атомов газа в зародившиеся поры, и, как следствие, росли их размеры и концентрация. Распыление поверхностного слоя приводило к выходу пор на поверхность. Кроме того, выход на поверхность стимулировался также диффузионной трансформацией пор в поле напряжений, создаваемых в приповерхностном слое облучаемых ионами материалов.

Закономерности изменений размеров и форм пор и выступов вокруг них под действием ионного облучения показывают, что процессы, определяющие их развитие, во многом схожи с процессами, ответственными за рост конических выступов на облучаемой ионами поверхности. На этом основании в качестве основной причины развития пор, так же как и конусов, можно рассматривать процессы, порожденные ионно-индуцированными напряжениями и связанные с перемещением материала в поверхностном слое. Такими процессами могут быть ионно-ускоренная диффузия, перемещение дислокаций, рекристаллизация.

Развитие образовавшейся поры представляется следующим образом. В процессе распыления наклон боковых стенок поры увеличивается, и она приобретает форму усеченного конуса. Этому же способствует осаждение на боковых стенках части материала, распыленного со дна конуса. Внедренные ионы гелия и вбиваемые ими в материал поверхностные атомы создают напряжения, как на дне, так и на склонах пор. Поскольку в районе дна формируется область с концентрацией напряжения, создаются условия для диффузии материала со дна поры по ее склонам к основанию. Кольцевая область у основания поры является областью пониженных напряжений, поэтому в эту область устремляется диффузионный поток, как по склонам пор, так и по плоской поверхности. Эти потоки формируют кольцевой выступ и обеспечивают его стабильность, компенсируя распыление. В то же время отток материала из глубины поры способствует ее углублению и сохранению ее формы.

В процессе ионной бомбардировки перенапыление материала со склонов поры на ее дно и другие случайные причины способствуют появлению неоднородностей рельефа на дне поры и, соответственно, появлению локальных участков с пониженным уровнем напряжений. Это приводит к появлению в области дна поры локальных диффузионных стоков и, соответственно, выступов, ко-

торые в условиях ионной бомбардировки развиваются в конусы. После появления в поре конусов уровень напряжений на дне в целом понижается и, как следствие, замедляется поток материала из поры на поверхность, в частности в окружающий пору выступ. По-видимому, такое развитие процессов должно привести к постепенному замедлению, а затем и прекращению увеличения глубины поры. Ускоренное распыление выступа относительно плоской поверхности, а плоской поверхности относительно дна поры, приведет к разрушению как поры, так и выступа.

6. ЭРОЗИЯ И ТРАНСФОРМАЦИЯ МАТЕРИАЛОВ РАЗЛИЧНОГО СОСТАВА И СТРУКТУРЫ ПРИ ИОННО-ПЛАЗМЕННОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

6.1. Модификация монослойных материалов со сложной структурой

Развитие техники потребовало создания так называемых композитных материалов, т.е. материалов, составные части которых различаются по составу и структуре. Общих представлений о модификации композитов под действием ионно-плазменного облучения еще не выработано. Мы проследим за развитием этого процесса в углеродных композитах (Carbon Fiber Composite — CFC), поведение которых под действием облучения исследовалось в последние годы рядом авторов.

Углеродные композиты (CFC) — это синтетические материалы, состоящие из углеродных волокон, чаще всего имеющих диаметр 3-10 микрон, и так называемой матрицы, заполняющей пространство между ними. Углеродные атомы волокон формируют графеновые плоскости, ориентированные преимущественно вдоль их оси. Конфигурации графеновых плоскостей сильно различаются в волокнах различных типов.

В волокнах, изготовленных из песка, между графеновыми плоскостями формируются связи и образуется графитовая структура, т.е. происходит графитизация волокон.

В CFC углеродные волокна составляют одно-, двух-, трех- и т.д. (до 11) размерные композиции (рис. 6.3).

Теоретическая плотность заполнения трехмерного композита равняется 67,9 %. Углеродная матрица, заполняющая пространство между волокнами, позволяет повысить плотность материала и увеличить его механическую прочность. Композиты являются материалом с резкой анизотропией физических свойств. В частности, электро- и теплопроводность композитов вдоль волокон наиболее высока.

В термоядерных установках используются, как правило, трехмерные композиты (3D-CFC). Контактующие с плазмой элементы первой стенки, выполненные из CFC, крепятся на охлаж-

даемом водой металлическом основании. CFC устанавливается таким образом, чтобы углеродные волокна были расположены перпендикулярно к поверхности, контактирующей с плазмой. Это обеспечивает эффективный отвод тепла от облучаемой поверхности к охлаждаемому основанию.

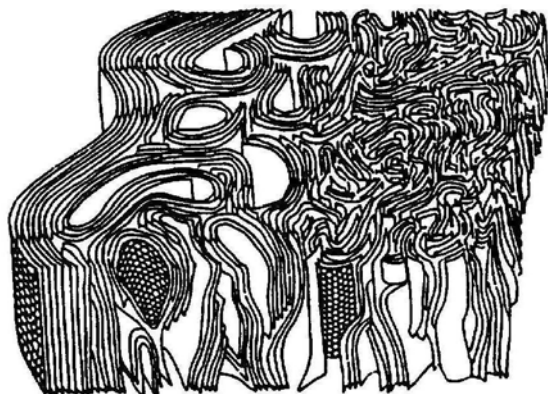


Рис. 6.1. Трехмерная модель структуры углеродного волокна, изготовленного из полиакрилонитрила [60]

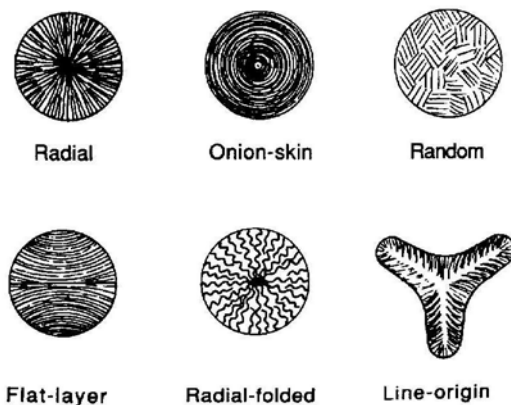


Рис. 6.2. Модель структуры углеродного волокна, изготовленного из пека — смеси тяжелых углеводородов, производимых при переработке угля или нефти [60]

Условия, в которых наблюдалась модификация углеграфитовых композитов, довольно сильно различаются. В работе [61] однонаправленный углеграфитовый композит (композит, состоящий из параллельно друг другу расположенных волокон) облучался ионами гелия ($E = 800$ эВ, $j \approx 1,0 \cdot 10^{20}$ ион/м²с). Волокна композита были ориентированы по нормали к облучаемой поверхности. Облучение проводилось при температурах 500 и 1300 °С. В обоих случаях наблюдалось образование однородного слоя на облучаемой поверхности (рис. 6.4). Образование слоя ускориалось, если композит был модифицирован карбидом титана.

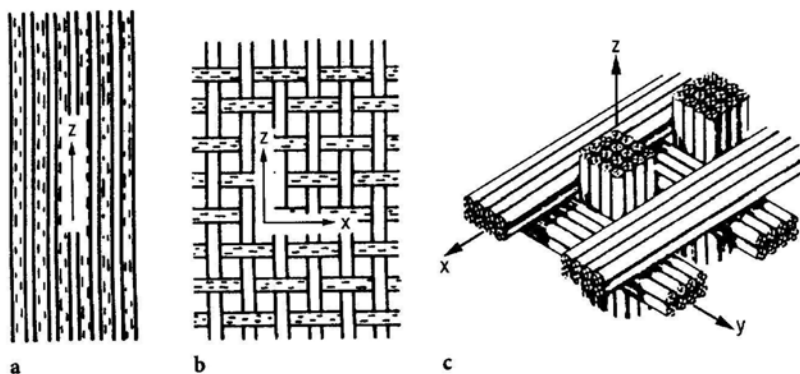


Рис. 6.3. Возможные схемы строения одно-, двух-, трехразмерных CFC

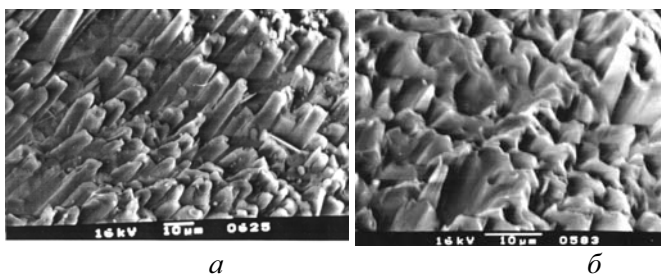


Рис. 6.4. Формирование однородного слоя на поверхности однонаправленного графитового композита типа ВМН-4 [61]: *a* — поверхность до облучения; *б* — поверхность после облучения. ($E=800$ эВ, $j=1,0 \cdot 10^{20}$ м⁻²·с⁻¹, $T = 500$ °С.)

Модификация структуры трехмерного углеграфитового композита наблюдалась в работе [62]. Композит облучался импульсным плазменным пучком. Длительность импульса составляла 360 мс. Плотность энергии потока плазмы на поверхность была 30 МДж/м². Однако надо отметить, что из-за экранировки поверхности образующимся облаком испарившегося материала энергия, поглощаемая облучаемой поверхностью в таких экспериментах, составляет только несколько процентов от энергии потока плазмы. Температура поверхности, по-видимому, превышала 2000 °С. Авторы сообщают о формировании на облученной поверхности полусферических образований со слоистой структурой (рис. 6.5).

Модификация поверхности и образование сплошного слоя обнаружилось также на поверхности выполненных из трехмерного композита тайлах первой стенки токамака Тор Супра (рис. 6.6) [63, 64].

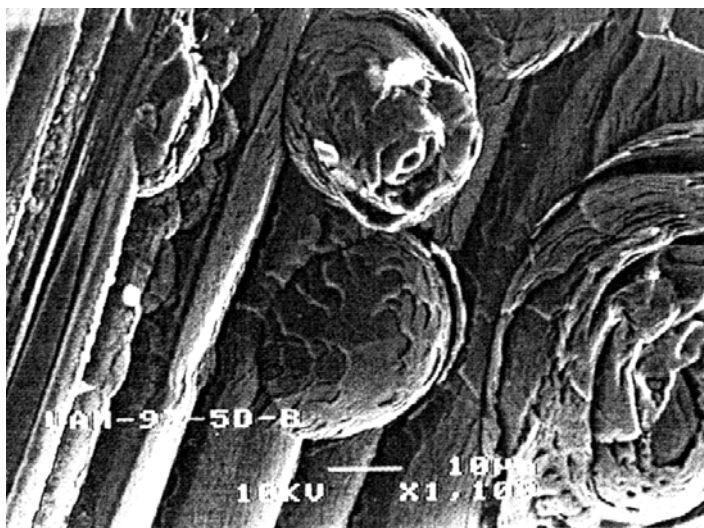
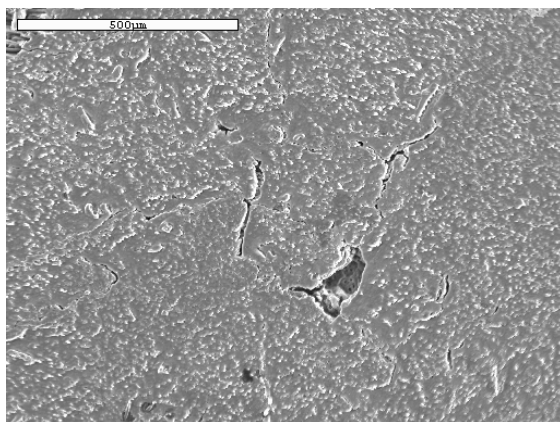
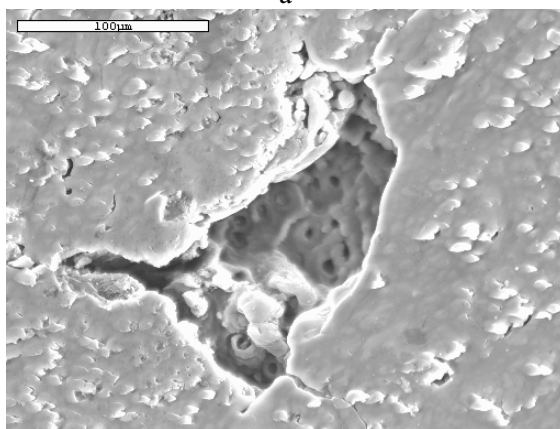


Рис. 6.5. Полусферические образования со слоистой структурой на поверхности CFC типа УАМ после облучения в плазменном ускорителе ВИКА-93 [62]: плотность энергии в импульсе — 30 МДж/м², длительность импульса 0,36 мс



а



б

Рис. 6.6. Однородный слой на поверхности CFC-тайлов токамака Тор Супра: *а* — панорама, *б* — ямка на месте удаленного фрагмента; различима слоистая структура верхней части однородного слоя и отверстия в нижней части однородного слоя на местах исчезнувших нитей CFC [63]

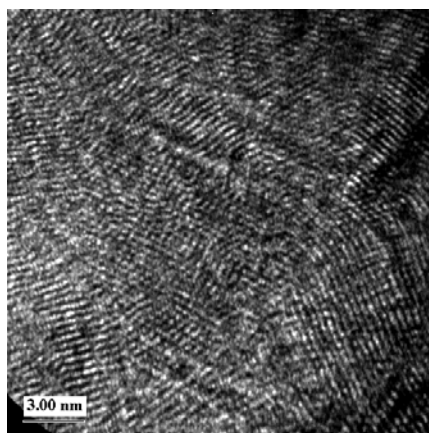
CFC-тайлы простояли в токамаке с 1995 по 1999 г. Общая длительность облучения дейтериевой и гелиевой плазмой высокотемпературных разрядов составила десятки часов. Плотность потока плазмы на стенку в среднем составляла $(1-2) \times 10^{19} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$, энергия ионов плазмы (10-100) эВ, а температура поверхности тайлов около 200 °С. Некоторые из разрядов заканчивались срывами, во время

которых плотность потока энергии плазмы на поверхность увеличивалась в несколько раз, а температура стенки возрастала до 500-600 °С. За время работы было проведено более 20 гелиевых тлеющих разрядов общей длительностью более ста часов, предназначенных для удаления из CFC удерживаемого в нем дейтерия. Во время этих разрядов CFC-тайлы облучались ионами He^+ с энергией 200 эВ и плотностью тока $6 \times 10^{17} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

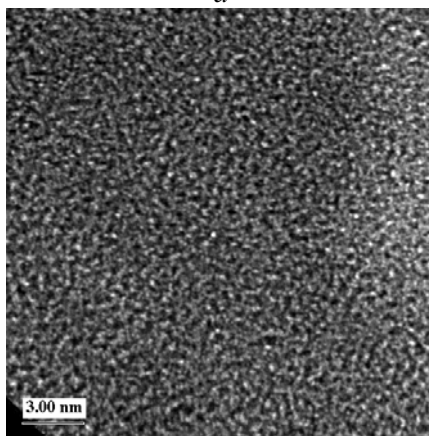
Изучение структуры приповерхностных областей тайлов позволило выявить закономерности перерождения структуры CFC в однородный слой и описать некоторые детали его строения. Однородный слой, образованный на поверхности тайлов, местами достигал 50-100 $\mu\text{м}$ в толщину, т.е. на несколько порядков величины превышал толщину слоя внедрения ионов плазмы. Он имел слоистую структуру со слоями, расположенными параллельно облучаемой поверхности. Верхняя часть слоя оказалась аморфной, но уже на глубине 5 $\mu\text{м}$ различимы структурированные участки, структура которых включает слои, расположенные параллельно облучаемой плоскости. Можно было заключить, что основная часть модифицированного слоя находилась на начальной стадии формирования пиролитической структуры (рис. 6.7).

Можно предположить, что из-за неоднородного нагрева вновь образованного сплошного поверхностного слоя при облучении плазмой в нем развивались напряжения, приводящие к растрескиванию слоя и удалению его фрагментов. В углублении, образовавшемся после удаления одного из таких фрагментов, видна нижняя часть поверхностного слоя (рис. 6.6, б). Его формирование еще не завершилось. Ясно различаются уходящие вглубь каналы, образовавшиеся, как будет показано ниже, на месте исчезнувших волокон CFC.

Переходную зону между однородным слоем и нижележащей структурой CFC можно было наблюдать на микрофотографиях участка поверхности, с которого при бомбардировке потоком убегающих электронов был удален однородный поверхностный слой. Видно, что резкой границы между вновь образованным слоем и структурой CFC не существовало. В центральной части этого участка на поверхности оказалась нижняя часть переходной зоны.



a

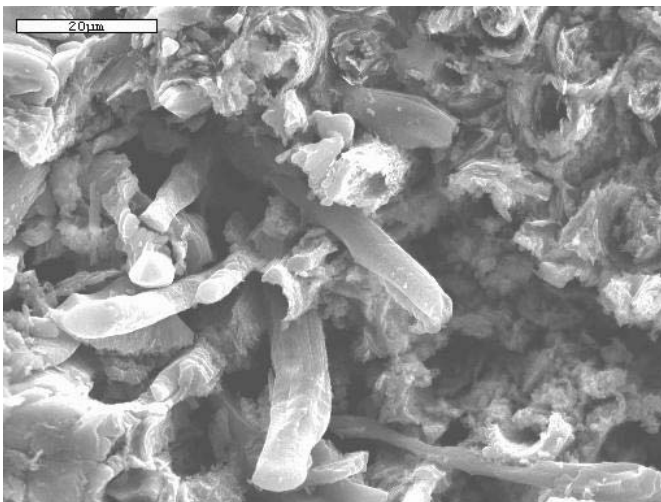


б

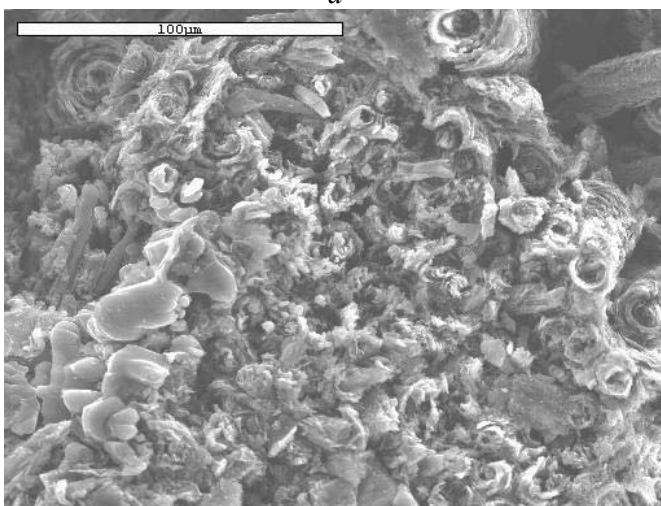
Рис. 6.7. Структура однородного поверхностного слоя на разных глубинах : *a* — однородный слой на глубине 5 микрон - начальный этап кристаллизации; *б* — однородный слой на глубине 2 микрона - аморфная структура

Видно, что многие волокна CFC, располагавшиеся перпендикулярно поверхности, исчезли (рис. 6.8). Вместо них появились новые образования, призматическая форма которых свидетельствует об их кристаллической природе. Линейчатый рельеф их боковых граней подобен слоистому рельефу на изломе однородного поверхностного слоя и на окружающих фрагментах матрицы (рис. 6.9). Эти наблюдения показывают, что разрушение CFC и формирование слоистой структуры распространялось намного глубже нижней границы сплошного слоя. Чаще всего, по-видимому, трансформировались участки матрицы с прилегающими периферийными частями нитей. Центральные области нитей в процессе трансформации структуры CFC исчезали. Вместо них оставались уходящие вглубь пустые каналы. Зачастую вместо исчезнувших волокон появлялись новые призматические кристаллы, также имеющие слоистую структуру модифицированного слоя. На периферийной части разрушенного участка можно было наблюдать верхнюю часть переходного слоя. Концентрация призматических колон и модифицированных фрагментов матрицы здесь была выше. Они имели скругленные вершины, диаметр которых часто больше поперечных размеров "пьедесталов". Вершины сливались друг с другом и присоединялись к нижнему краю однородного поверхностного слоя (рис. 6.10).

Все вышесказанное позволяет заключить, что в условиях описываемых экспериментов структура CFC оказывается неустойчивой. Релаксационные процессы, реализуемые за счет диффузии, дислокационного транспорта и т.п., не могут обеспечить ее сохранность. Происходит разрушение структуры CFC вплоть до достижения очень высокой степени аморфизации поверхностного слоя. Об этом говорят приведенные выше данные его анализа. На это же косвенно указывает то обстоятельство, что в облучаемом поверхностном слое CFC проявляется та же тенденция к образованию пиролитической структуры, что и при структуризации напыленных углеродных слоев, аморфных, непосредственно после напыления.



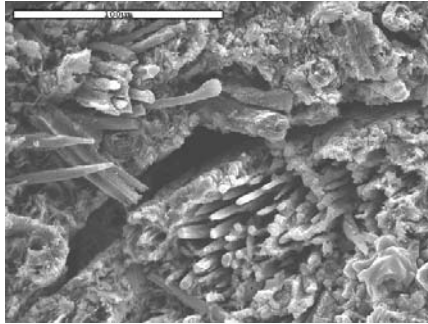
a



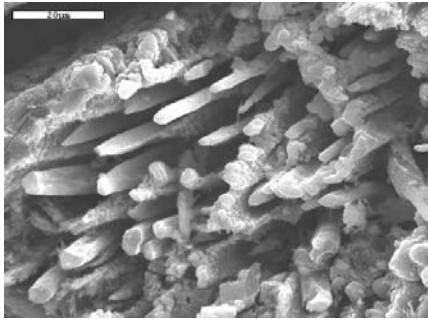
б

Рис. 6.8. Различные участки разрушенной потоком «убегающих» электронов области CFC под однородным поверхностным слоем: *a* и *б*.

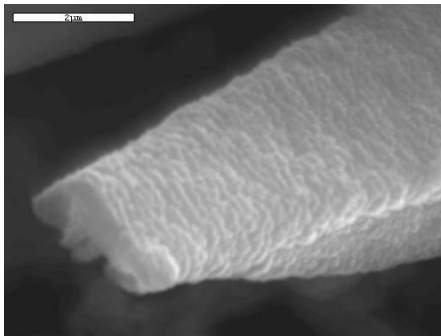
Видны разрушенные ("распушенные") нити CFC и вновь сформировавшиеся призматические колонны [64]



а

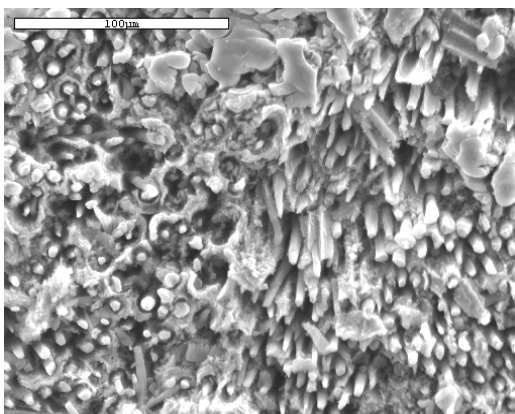


б

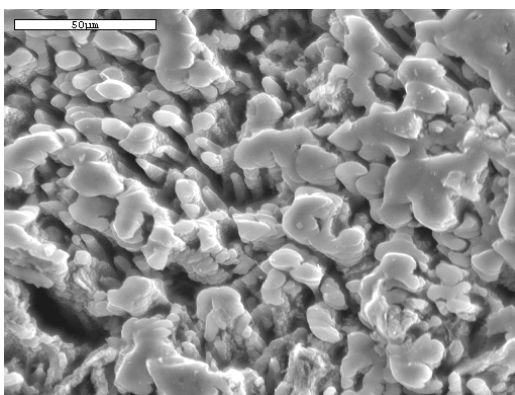


в

Рис.6.9. Призматические колонны со слоистой структурой, сформировавшиеся вместо исчезнувших нитей CFC [63] (а, б, в).



a



б

Рис.6.10. Различные участки верхней части переходного слоя. Видны призматические колонны и модифицированные фрагменты матрицы [64] (*a, б*).

Аморфное состояние поверхностной части однородного слоя на CFC-тайлах токамака Тор Супра, по-видимому, есть результат того, что скорость рекристаллизационных процессов на поверхности тайлов в условиях интенсивного дефектообразования облучающим плазменным потоком оказалось не достаточно высокой. Препятствовать образованию пиролитических слоев в приповерхностной зоне CFC-тайлов мог также имплантированный водород,

содержание которого в графите может достигать десятков процентов.

В более глубоких слоях CFC-тайлов рекристаллизация, по-видимому, инициируется потоком радиационных дефектов из зоны внедрения и энергией, выделяющейся при модификации поверхности. Меньшая скорость дефектообразования уже не препятствует кристаллизации и, в результате, в этой зоне образуется пиролитическая структура. Области с трансформированной структурой и напряжения, возникающие между ними и еще не модифицированными слоями, выступают, по-видимому, катализаторами процесса.

При модификации CFC участки матрицы, обладающие более дефектной структурой, трансформируются быстрее. Области с перестроенной структурой растут, присоединяя к себе материал нитей. При этом образование новой, более плотной структуры сопровождается появлением пустот (пор), которые локализуются в приосевых областях бывших нитей.

6.2. Распыление и модификация сплавов и соединений при высоких температурах

Рассмотренные выше ионно-стимулированные процессы в твердом теле приводят к различным модификациям сплавов и соединений в зависимости от их состава, кристаллической структуры и т.п. В этом разделе рассматриваются изменения, происходящие под влиянием ионной бомбардировки в однофазных сплавах (на примере медно-никелевых сплавов), двухфазных сплавах (на примере медно-железных сплавов) и в модифицированных графитах.

6.2.1. ОДНОФАЗНЫЕ СПЛАВЫ МЕДЬ-НИКЕЛЬ

В разделе 3.2 было показано, что на поверхности металла развивается структура остроконечных выступов, если во время ионной бомбардировки на нее поступают атомы более тугоплавкой примеси. Такая примесь стимулирует появление в приповерхностных слоях под действием облучения сжимающих напряжений, дос-

таточно больших для стимуляции процессов роста на облучаемой поверхности [65, 66].

При определенных концентрациях компонентов сплавов и соединений более тугоплавкий из них выполняет роль примеси, стимулирующей процессы роста. На поверхности однофазных сплавов Cu-Ni и двухфазных Cu-Fe рельеф, состоящий из конических выступов, интенсивно развивался в диапазоне концентраций тугоплавких компонент от 2 до 50 ат %. Так же, как на поверхности чистых металлов, конусы росли в области температур $(0.3 \div 0.4) T_{пл.} < T < (0.7 \div 0.8) T_{пл.}$, где $T_{пл.}$ — температура плавления легкоплавкого компонента — меди.

Одновременно с развитием рельефа происходило снижение коэффициента распыления в процессе облучения. Зависимость коэффициентов распыления от предварительно набранной дозы для сплавов Cu-Ni с различным содержанием компонентов представлена на рис. 6.11. Видно, что коэффициенты распыления сплавов с содержанием никеля 2,5, 5 и 20 ат % выходят на стационарное значение при наборе больших доз. Время изменения коэффициента распыления до стационарного значения для сплава

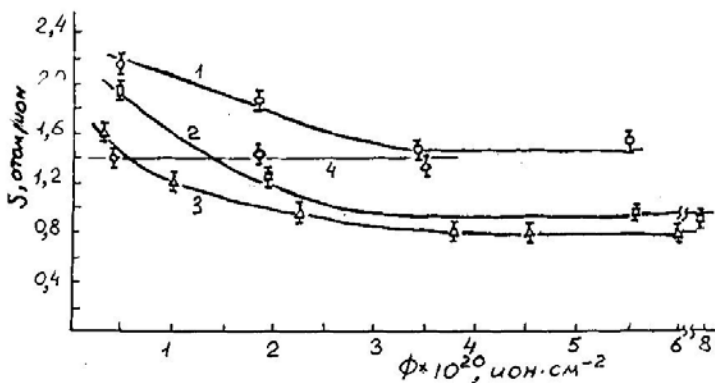


Рис. 6.11. Зависимость полного коэффициента распыления ионами Ag^+ сплавов Cu-Ni различной концентрации от предварительно набранной дозы облучения [65]: $T = 500^\circ C$; $E = 600$ эВ; 1 — 2 ат % Ni; 2 — 5 ат % Ni; 3 — 20 ат % Ni; 4 — 50 ат % Ni

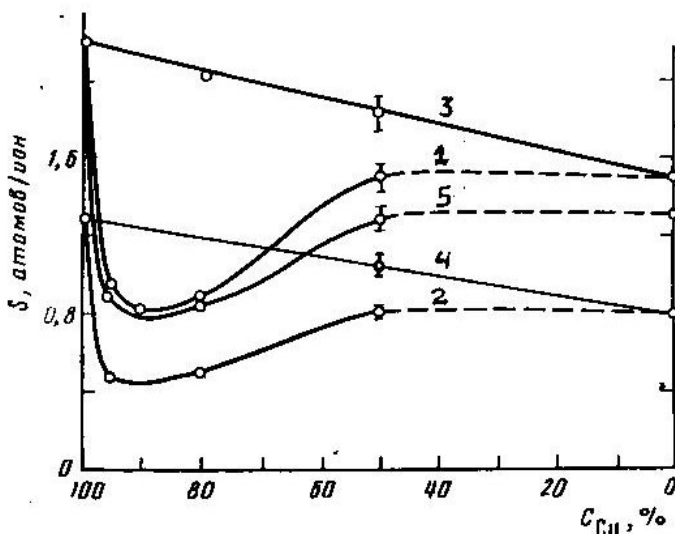


Рис. 6.12. Зависимость полного стационарного коэффициента распыления различных сплавов ионами аргона от концентрации компонентов [66]: однофазный сплав Cu-Ni: 1 — $E = 600$ эВ; $T = 500$ °C; 2 — 250 эВ; 500 °C; 3 — 600 эВ; 100 °C; 4 — 250 эВ; 100 °C; 5 — двухфазный сплав Cu-Fe: 600 эВ; 500 °C

Cu-Ni (50 ат %) было меньше, чем длительность первого цикла облучения ($\Phi = 2,2 \cdot 10^{19}$ ион/см², $t = 0,5$ ч).

На рис. 6.12 приведены стационарные значения полного коэффициента распыления для всех использованных в экспериментах Cu-Ni сплавов и для различных энергий ионов. Видно, что минимум на кривых $S(C_{Ni})$ при 500 °C достигается в диапазоне концентраций никеля $C_{Ni} \approx 5-20$ ат %. Конусы на облучаемой поверхности на начальной стадии облучения располагались отдельными группами (рис. 6.13). К моменту установления стационарного значения S на поверхности исследуемого образца вырабатывалась структура расположенных вплотную друг к другу конических микровыступов, плоские участки поверхности при этом практически исчезали (рис. 6.14). В диапазоне концентраций никеля в сплаве от 5 до 20 ат %

характерный размер образовавшихся выступов и угол θ между склонами выступов были минимальными и составляли, соответственно, 1-3 мкм и 15-20°. Крутизна склонов, по-видимому, являлась основной причиной достижения минимума коэффициента распыления при этих концентрациях никеля в сплавах. В случае сплавов с $C_{Ni} = 2$ и 50 ат % средний размер конусов возрастал до 10 мкм, а угол θ увеличивался до 20-30°. К моменту установления стационарного значения S облучаемый участок приобретал коричневый цвет и бархатистую структуру. При дальнейшем облучении поверхность еще более темнела, становясь темно-коричневой, а в случае сплава Cu-Ni(20 ат %) — почти черной. Характерный размер неровностей и величина коэффициента распыления при этом практически не изменялись, однако формы поверхностных структур становились разнообразнее. Наряду с остроконечными выступами, имеющими коническую форму, появлялись выросты направление которых не соответствовали направлению бомбардировки, полости, чье происхождение нельзя было отнести за счет распыляющего действия ионного пучка, многочисленные выросты в виде изогнутых гребней с выделенной ориентацией расположения. Все эти особенности сформировавшегося рельефа свидетельствовали об активно действующих в этих условиях процессах роста.

В процессе развития конического рельефа меняется распределение компонентов в приповерхностном слое. Стимулированные ионной бомбардировкой диффузионные потоки по склонам "выносят" в вершины конусов более легко диффундирующий легкоплавкий компонент. Поэтому им обогащаются вершинные области, дающие наибольший вклад в распыление, и вместе с тем, в углубленных участках, распыление которых затруднено, повышается концентрация второй, более тугоплавкой компоненты. В результате, в распыленном потоке увеличивается концентрация легкоплавкого компонента — меди, а поверхность в целом обогащается тугоплавким компонентом — никелем.

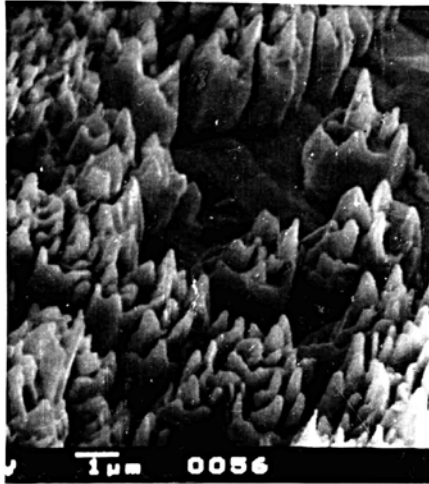


Рис. 6.13. Рельеф поверхности сплава Cu-Ni (20 ат % Ni) после облучения ионами аргона [65] ($E_i = 600$ эВ; $T = 500$ °С, $\Phi = 5,6 \cdot 10^{19}$ ион/см²)

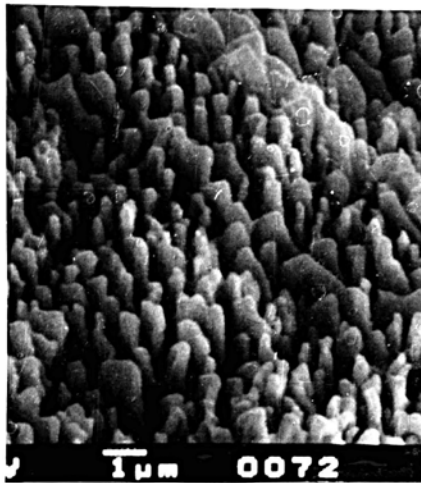


Рис. 6.14. Рельеф поверхности сплава Cu-Ni 20 ат % Ni после облучения ионами аргона [65] ($E = 600$ эВ; $T = 500$ °С, $\Phi = 5,0 \cdot 10^{20}$ ион/см²)

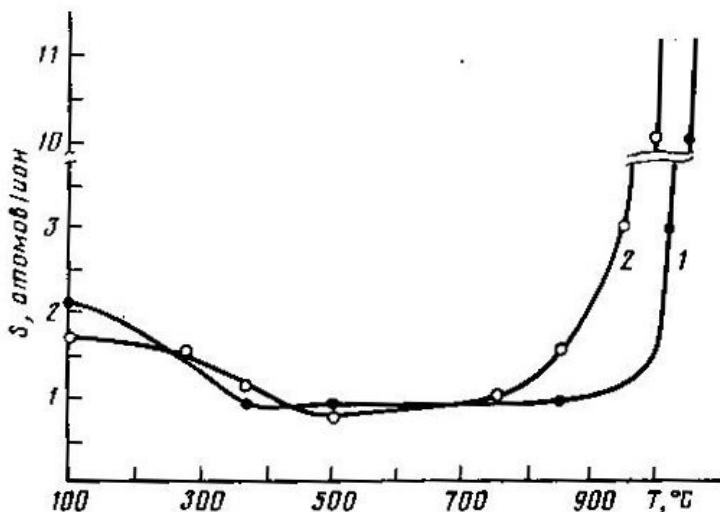


Рис. 6.15. Зависимость от температуры полного стационарного коэффициента распыления сплавов при облучении ионами аргона [65]: 1 — Cu-Ni (20 ат %); 2 — Cu-Fe (20 ат%). ($E = 600$ эВ.)

Так на сплаве Cu-Ni 5 ат % после дозы $\Phi = 0,7 \cdot 10^{20}$ ион/см² ($E_i = 600$ эВ, $T = 500$ °C) поверхностный слой толщиной одного микрона содержал ≈ 7 ат % Ni, а в стационарном режиме после дозы $\Phi = 9 \cdot 10^{20}$ ион/см² — уже 12 ат %.

При распылении ионами Ag^+ сплава Cu-Ni 52 ат % при температуре 300 °C концентрация меди в потоке распыления достигала 64 %, в то время как на распыляемой поверхности упала до 25 %. Обедненный медью приповерхностный слой составлял несколько сот ангстрем при 200 °C, тысячи ангстрем при 300 °C и возрастал до нескольких микрон при 400 °C.

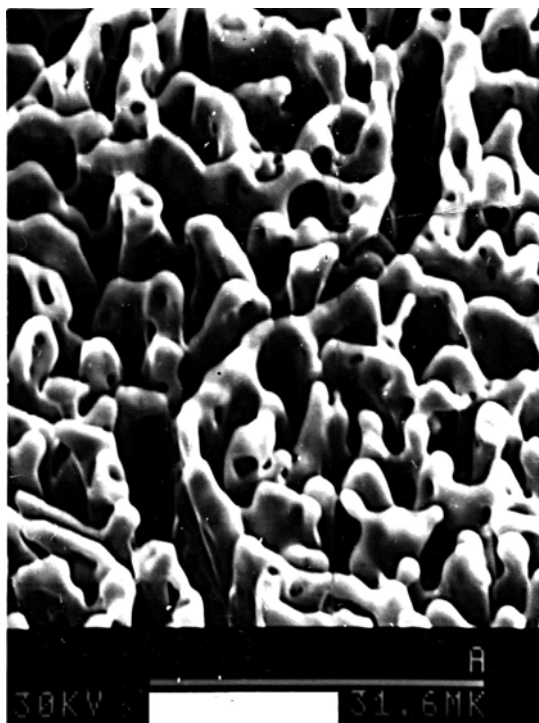


Рис. 6.16. Рельеф поверхности сплава Cu-Ni 20 ат %, облученного ионами аргона: $E = 600$ эВ, $T = 1000$ °С. $\Phi = 1,2 \cdot 10^{20}$ ион/см², увеличение 1600

Изучение распыления и характера модификации рельефа в зависимости от температуры показало, что при $T \leq 200$ °С на облучаемой поверхности однофазных Cu-Ni сплавов не происходило развития рельефа и соответственно не наблюдалось снижения величины коэффициента распыления (рис. 6.15). В диапазоне $300 \leq T \leq 800$ °С характер распыления практически не отличался от описанного выше при $T = 500$ °С. Начиная с температуры ≈ 800 °С, характер развития рельефа поверхности претерпевал изменения. Остроконечные выступы, образующиеся на поверхности при облучении сменялись более сглаженными выступами, зачастую слитыми друг с другом в виде протяженных, извилистых гребней (рис. 6.16). С ростом температуры также

наблюдалось увеличение характерных размеров образующихся поверхностных выступов. Поток распыленного с образца материала при повышении температуры мишени все более обогащался атомами меди.

При температуре выше ≈ 900 °С потеря массы образцов в процессе облучения начинала возрастать, особенно резко при $T > 1000$ °С, очевидно, в результате ионно-стимулированного испарения. Осаждающаяся на коллектор пленка материала, распыленного при $T \geq 900$ °С, имела практически "медный" цвет, в то время как поверхность образца приобретала серебристо-белый цвет, в результате обогащения атомами никеля. Следует отметить, что испарение сплава Cu-Ni 20 ат % в отсутствие ионной бомбардировки сплава составляло при 1000 °С не более 15 % от потери веса при облучении при этой температуре.

Аналогия с процессами роста на моноэлементной металлической поверхности прослеживалась и при облучении сплавов потоками ионов Ag^+ низкой интенсивности. Плотность ионного тока снижалась с 2 mA/cm^2 до значения $j = 0,085$ mA/cm^2 . При этом температура образцов поддерживалась постоянной. Зависимости коэффициента распыления сплава Cu-Ni (20 ат %) от дозы облучения при различных значениях плотности ионного тока приведены на рис. 6.17. Видно, что снижение коэффициента распыления с дозой облучения происходит быстрее в случае более низких значений j_i . К сожалению из-за чрезвычайно большой длительности облучения в случае низких плотностей ионного тока (50 и более часов) в этом эксперименте не удалось достичь значений доз облучения выше, чем $6 \cdot 10^{19}$ ион/ cm^2 , и, соответственно, стационарного режима распыления. Однако тенденция выхода коэффициента распыления на стационарное значение не вызывает сомнений.

Развивающийся рельеф в случае низких значений плотностей ионного тока отличался от описанного выше поверхностного рельефа при значении $j_i = 2$ mA/cm^2 . Образующиеся поверхностные выступы имели более разнообразную форму и не были строго ориентированы по направлению ионной бомбардировки.

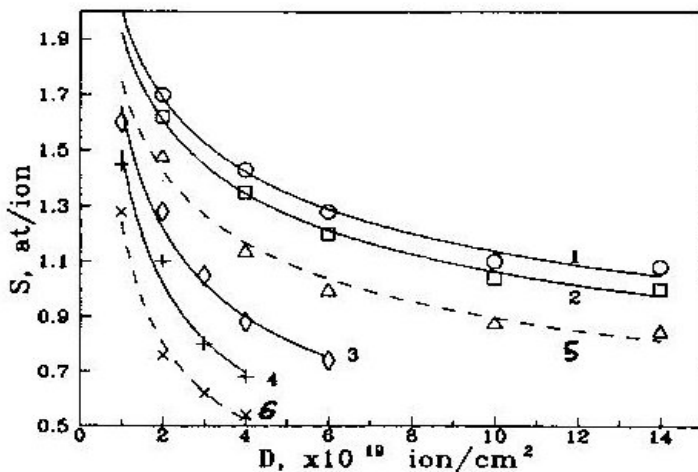


Рис. 6.17. Зависимость полного коэффициента распыления сплавов от дозы облучения при различных плотностях тока ионов аргона [66]: $E = 600$ эВ, $T = 500$ °С; сплав Cu-Ni (20 ат %): 1 — $j = 1,5$ mA/cm²; 2 — $j = 0,6$ mA/cm²; 3 — $j = 0,15$ mA/cm²; 4 — $j = 0,085$ mA/cm²; сплав Cu-Fe (20 ат%): 5 — $j = 1,5$ mA/cm²; 6 — $j = 0,15$ mA/cm²

Эти особенности рельефа очевидно объясняются низкой скоростью распыления поверхностных выступов, которые не успевают приобрести форму конусов, ориентированных по направлению распыления.

6.2.2. ДВУХФАЗНЫЕ СПЛАВЫ МЕДЬ-ЖЕЛЕЗО

Зависимости коэффициентов распыления двухфазных сплавов Cu-Fe от дозы облучения, плотности ионного тока, температуры и концентрации компонентов в общих чертах повторяли аналогичные зависимости для однофазных Cu-Ni сплавов. Однако развитие рельефа оказывалось гораздо более сложным и в сильной степени зависело от температуры и концентрации компонентов сплава. В частности, при облучении

сплава Cu-Fe (20 ат %) ионами аргона ($E = 600$ эВ, $j = 2$ мА/см², $T = 500$ °С) на поверхности медных зерен образовывалась структура тесно расположенных остроконечных конусов высотой до 5 мкм (рис. 6.18, *а*). В то же время на зернах железа появлялись округлые выступы размером не более 0,3 мкм (рис. 6.18, *б*). Вершины конусов, образовавшихся на меди, возвышались над поверхностью зерен железа, что свидетельствует о более медленном распылении медной фазы по сравнению с зернами железа. При понижении температуры до ≈ 370 °С (при сохранении всех прочих условий облучения неизменными) рельеф зерен меди изменялся незначительно, в то время как кристаллиты железа почти полностью покрывались медными конусами, высота которых в 1,5-2 раза превосходила размеры конусов на меди. Если концентрация железа в сплаве составляла 5 ат %, медные конусы

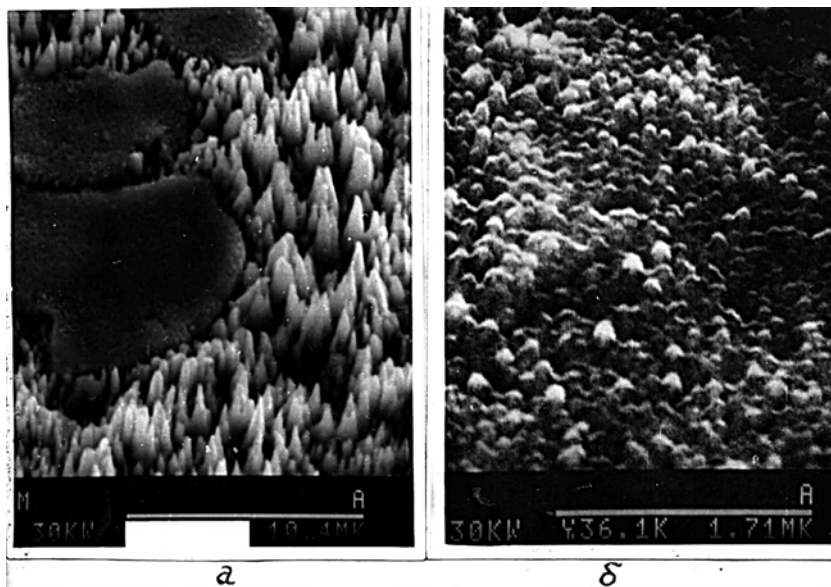


Рис. 6.18. Рельеф поверхности сплава Cu-Fe (20 ат %) после облучения ионами Ar^+ [65] ($E_{\text{Ar}^+} = 600$ эВ, $T = 500$ °С, $\Phi_{\text{обл}} = 2,2 \cdot 10^{20}$ ион/см²): *а* — поверхность зерен меди. Увеличение 4600; *б* — поверхность зерна железа, увеличение 30000

полностью покрывали всю поверхность сплава уже при $T = 500$ °С. В обоих последних случаях конусы, выросшие на зернах железа, возвышались над поверхностью медных зерен (рис. 6.19).

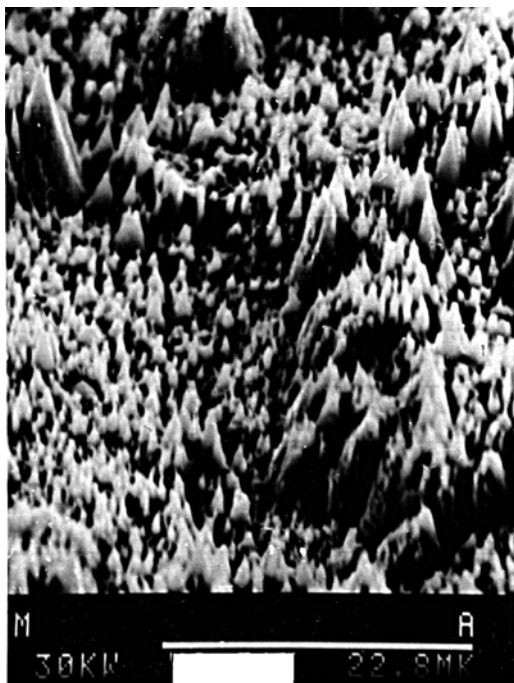


Рис. 6.19. Рельеф поверхности сплава Cu-Fe (5 ат %) после облучения ионами аргона [65] ($E = 600$ эВ, $T = 500$ °С, $\Phi = 3,4 \cdot 10^{20}$ ион/см²), увеличение 2200

При повышении температуры выше ≈ 800 °С возрастает скорость распыления (рис. 6.15), а также изменяется характер поверхностного рельефа. Наряду с остроконечными на облучаемой поверхности появляются выступы сглаженных, округлых форм. Их количество и размеры увеличиваются при повышении температуры. Выступы разделены глубокими порами (рис. 6.20), кристаллиты железа полностью скрыты атомами меди, имеющими очень высокую подвижность. Интересно отметить, что при таких

высоких температурах (≈ 1000 °C) трансформируется даже необлучаемая поверхность образца. На ней образуются многочисленные глубокие поры.

В случае низких значений плотностей ионного тока ($0,15 - 0,085$ мА/см²) поверхность зерен и меди и железа была покрыта выступами, по форме напоминающими вис커еры. Причем уровень поверхности зерен меди возвышался над поверхностью зерен железа.

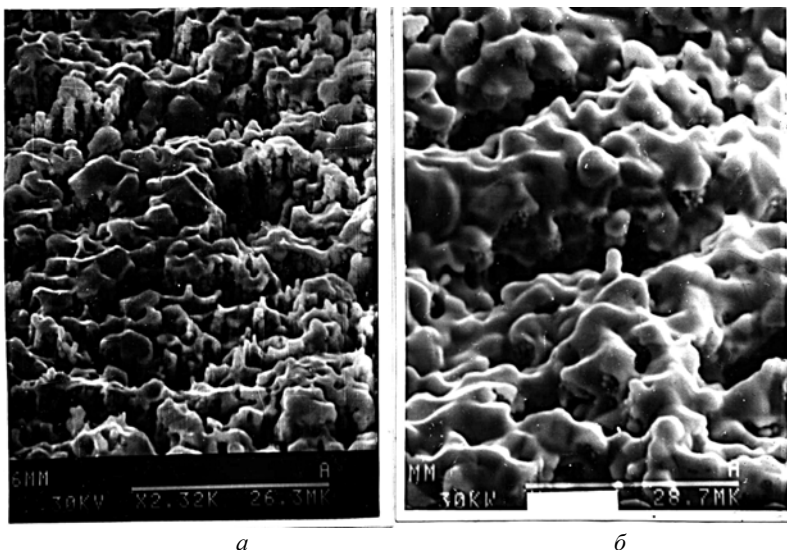


Рис. 6.20. Рельеф поверхности сплава Cu-Fe (20 ат %) после облучения ионами Ag^+ ($E_{Ag^+} = 600$ эВ): *a* — $T = 850^\circ C$; $\Phi = 1,7 \cdot 10^{20}$ ион/см²; *б* — $T = 1000^\circ C$; $\Phi = 1,6 \cdot 10^{20}$ ион/см². Увеличение 1600

6.2.3. МЕХАНИЗМ МОДИФИКАЦИИ И РАСПЫЛЕНИЯ ДВУХФАЗНЫХ СПЛАВОВ ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Полученные в экспериментах данные о характере развития рельефа на облучаемой поверхности бинарных сплавов и о зависимостях коэффициентов распыления сплавов Cu-Ni и Cu-Fe

от параметров облучения, в совокупности с данными об изменении поверхностных и объемных концентраций при селективном распылении Cu-Ni сплавов позволяют предложить механизм модификации и распыления двухкомпонентных металлических сплавов при повышенных температурах.

Форма и динамика развития поверхностного рельефа на сплавах Cu-Ni и Cu-Fe позволяют сделать заключение, что его развитие в главных чертах определяется теми же процессами, что и развитие конусов на поверхности, описанное в разделе 3.2.

Об этом свидетельствует, в частности, величина угла наклона склонов поверхностных конусов и гребней $\theta_c \approx (15-20)^\circ$. При таком угле наклона склонов выполняется соотношение $S[(\pi - \theta_c)/2] < S(0)$ и обеспечивается рост элементов рельефа относительно поверхности согласно выражения (3).

Роль тугоплавкой "примеси", способствующей развитию рельефа на поверхности сплава, выполняют атомы компонента с большей энергией сублимации (атомы Ni или Fe). Появление на поверхности сплавов наряду с конусами образований, напоминающих гребни, по-видимому, есть следствие длительного времени развития и тесного расположения элементов рельефа в условиях большого количества примеси. Закономерность их роста оказывается такой же, что и у конусов. Действие процессов роста объясняет существование длительного, более 10 часов облучения ($\Phi \approx 10^{21}$ ион/см²) периода стабильного распыления, в течение которого неоднократно сменился материал, составляющий конусы и гребни.

Развитие рельефа меняет характер распыления сплавов. При больших углах падения ионов на склоны поверхностных выступов уменьшается коэффициент распыления по сравнению с плоской поверхностью из-за того, что только незначительная часть атомов, распыленных со склонов конусов, покидает поверхность, а большая их часть переосаждается на боковые склоны соседних выступов.

Развитие рельефа также объясняет изменение соотношения компонентов сплава Cu-Ni на поверхности и в приповерхностном слое в процессе ионного облучения, так как в соответствии с

моделью развития конусов, изложенной в разделе 3.2, стимулированные ионной бомбардировкой диффузионные потоки по склонам конусов "выносят" в их вершины преимущественно более легкодиффундирующий компонент (медь). Поэтому им обогащаются вершинные области, дающие наибольший вклад в распыление, а в углубленных участках, распыление которых затруднено, повышается концентрация второго, более тугоплавкого компонента. Таким образом, из-за появления рельефа соотношение компонентов в распыленном потоке при повышении температуры смещается в сторону менее тугоплавкого компонента. В соответствии с этим должно измениться соотношение коэффициентов распыления компонентов, а в стационарном режиме распыления должна повыситься концентрация тугоплавкого компонента на поверхности.

Эти соображения объясняют, почему концентрация меди увеличивалась до 64 % в потоке распыления с поверхности сплава Cu-Ni 52 ат % при температуре 300 °С, в то время как концентрация меди на облучаемой поверхности упала до 25 ат % (раздел 6.2.1). Отношение коэффициентов распыления компонентов, определенное из выражения $S_{Cu} \cdot C_{Cu_s} / S_{Ni} \cdot C_{Ni_s} = C_{Cu_v} / C_{Ni_v}$, оказывается в этих условиях равным $S_{Cu} / S_{Ni} = 5,3$ (C_s и C_v — соответственно, поверхностная и объемная концентрации компонентов), в то время как при комнатной температуре соотношение $S_{Cu} / S_{Ni} = (1,7 - 1,9)$.

Уменьшение поверхностной концентрации легкоплавкого компонента (Cu) приводит к усилению диффузии этого компонента на поверхность и увеличению глубины обедненного слоя. Отметим, что если более тугоплавкий компонент окажется сильнее распыляемым, то развитие рельефа может способствовать ослаблению его диффузии к поверхности и соответственно уменьшению глубины трансформированного слоя.

Зависимость коэффициента распыления сплавов Cu-Ni от концентрации компонентов (см. рис. 6.12) определяется, главным образом, формой поверхностного рельефа. Роль рельефа в уменьшении распыления проявлялась уже на сплаве Cu-Ni 2 ат %, когда, несмотря на небольшое содержание никеля, коэффициент

распыления поверхности в стационарном режиме распыления понижался примерно до уровня чистого никеля. При увеличении содержания никеля в сплав плотность элементов рельефа на облучаемой поверхности увеличивается, возрастает также глубина рельефа, и соответственно еще более падает коэффициент распыления, достигая наименьшего значения в диапазоне (5 — 20) ат % Ni. При увеличении содержания Ni в сплаве до 50 ат % его поверхностная концентрация повышалась в процессе облучения до примерно 80 ат %. Теперь уже количество меди на поверхности оказывалось недостаточным для развития глубокого рельефа и распыление усиливалось, несмотря на обогащение поверхности более труднораспыляемым элементом (Ni). Можно предположить, что на сплавах с еще большим содержанием Ni коэффициенты распыления значительно изменяться не будут, оставаясь близкими значению S для чистого никеля.

Снижение коэффициента распыления за счет развития рельефа проявляется в области температур от $\approx(0,3-0,4) \cdot T_{\text{пл}}$ ($T_{\text{пл}}$ — температура плавления легкоплавкого компонента) до температур, при которых ускоренный отжиг ионно-стимулированных дефектов препятствует росту поверхностных напряжений. При дальнейшем повышении температуры все возрастающий вклад в эрозию поверхности начинает вносить радиационно-стимулированное испарение.

Наибольшее снижение скорости распыления двухкомпонентных сплавов должно наблюдаться в тех случаях, когда соотношение масс бомбардирующих ионов и легкоплавкого компонента сплава будет отвечать максимальной величине энергии передаваемой в столкновении.

Развитие рельефа и селективное распыление двухфазных сплавов Cu-Fe при повышении температуры в главных чертах определяется теми же процессами, что и сплавов Cu-Ni. Однако наличие на поверхности разделенных областей железа и меди значительно усложняет их протекание. Атомы обоих компонентов в результате перенасыщения и ионно-стимулированной диффузии достигают поверхности другой фазы. Атомы железа на меди играют роль "примесных" атомов и стимулируют развитие

конусной структуры. В результате, скорость распыления медных областей снижается и становится даже ниже, чем зерен железа. Поэтому, полный коэффициент распыления сплава уменьшается.

Трансформация зерен железа в большей степени зависит от экспериментальных условий. При $T = 500$ °С на сплаве Cu-Fe(20 ат %) лишь небольшое количество атомов меди задерживается на поверхности зерен железа, образуя под действием распыления мелкие выступы (рис. 6.18, б), так называемые "deposited cones" [47]. Увеличении концентрации атомов меди на поверхности зерен железа при понижении температуры до 370 °С может быть следствием уменьшающейся диффузионной подвижности атомов меди на поверхности железа. Теперь меди оказывается достаточно для образования крупных медных конусов на зернах железа. Причем, сравнительно более высокая концентрация «примеси» железа способствует большей скорости роста конусов по сравнению с конусами на поверхности меди. При уменьшении концентрации железа в сплаве до 5 ат % равновесная концентрация атомов железа на поверхности медных зерен в процессе ионной бомбардировки уменьшается, и увеличивается осаждение атомов меди на зерна железа. В результате на этом сплаве зерна железа полностью покрывались медными конусами уже при 500 °С (рис. 6.19).

Наличие в сплавах Cu-Fe медной фазы приводит к тому, что рост коэффициента распыления с температурой начинается при более низких значениях, чем в случае Cu-Ni сплава (рис. 6.15), а на поверхности уже при $\approx(900-1000)$ °С видны следы оплавления (рис. 6.20).

6.2.4. ТРАНСФОРМАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ И РАСПЫЛЕНИЕ ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ ГРАФИТОВ, МОДИФИЦИРОВАННЫХ КАРБИДАМИ

Закономерности, проявляющиеся при облучении двухфазных металлических сплавов, были во многом характерны для графитов модифицированных карбидами [67, 68]. При облучении рекристал-

лизованного графита РГТ ($C = 3\div 4$ ат % TiC) ионами гелия или водорода ($E = 800$ эВ, $j \approx 1\div 2$ мА/см²) при температуре $T = 500$ °С на облучаемой поверхности появлялась структура тесно расположенных конусов (рис. 6.21). Атомы титана, распыленные с поверхности преципитатов карбида титана, имеющих средние размеры 1 мкм, попадали на поверхность графитовой матрицы. Там они образовывали молекулы TiC , выполняющие роль тугоплавкой примеси, стимулирующей рост конусов. При повышении температуры до 1300 °С рост конусов уже не наблюдался, поскольку при таких температурах атомы титана, достигшие поверхность графита, испарялись и связи $Ti-C$ не образовывались.

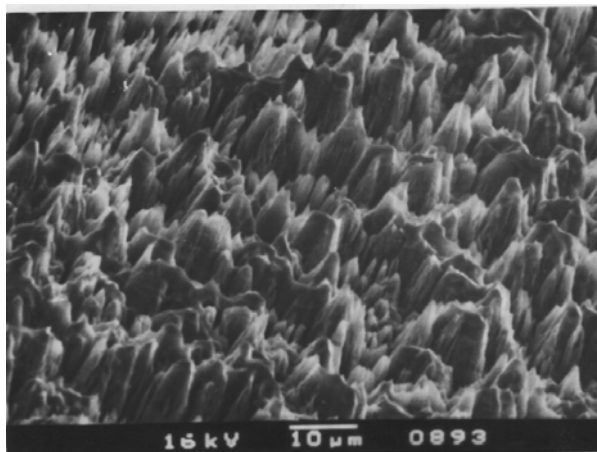


Рис. 6.21. Конический рельеф на поверхности РГТ, облученной ионами гелия [68] ($E = 800$ эВ, $j \approx 1\div 2$ мА/см², $\Phi = 2,2 \times 10^{20}$ см⁻², $T = 500$ °С)

6.3. Эрозия поверхности и модификация соединений, включающих в свой состав атомы газов

Материалы, содержащие в своем составе атомы газов, претерпевают серьезную трансформацию, если ионно-плазменное облучение производится при температурах, соответствующих акти-

вации диффузионных процессов, фазовых превращений и т.п. Характер такой трансформации оказывается различным в зависимости от кристаллической структуры и физико-химических свойств материалов. Некоторые варианты радиационно-стимулированной модификации материалов иллюстрируются на примере плавленного кварца, нитрида бора и металлических гидридов.

6.3.1. ПЛАВЛЕННЫЙ КВАРЦ

Процессы на поверхности плавленного кварца, облучаемого ионами инертных газов или изотопов водорода, развиваются по "низкотемпературному сценарию" вплоть до температур $T \approx 500$ °С. Наблюдается более быстрое удаление кислорода на начальном этапе облучения, как следствие, уменьшение концентрации кислорода в поверхностных слоях и далее установление стационарного режим распыления, при котором слои материала, расположенные за зоной внедрения ионов никак не затрагиваются ионной бомбардировкой и не претерпевают никаких изменений.

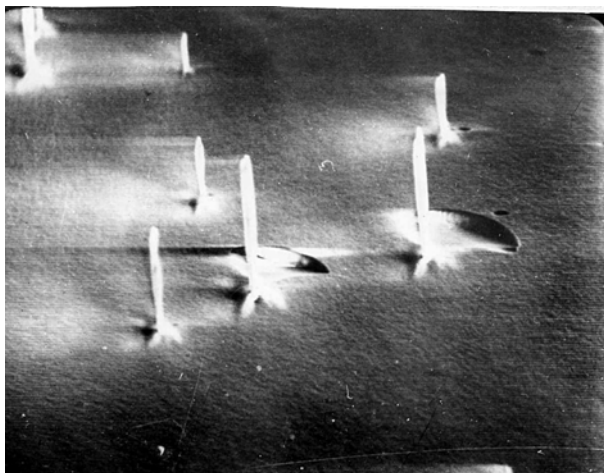
В экспериментах по облучению плавленного кварца ионами дейтериевой плазмы ($E_i = 500-1500$ эВ, $j = (1,5-5)$ мА/см²) при температуре 700 °С преимущественная эмиссия кислорода наблюдалась в течение всего эксперимента, продолжавшегося несколько часов [69]. Повышение температуры до 900 °С сопровождалось резким увеличением эмиссии кислорода. Отношение атомов O/Si в потоке с распыляемой поверхности уже составляло примерно 6:1. На облучаемой поверхности образовывались ямки в виде неглубоких цилиндров или полусфер, по-видимому, развивающиеся преимущественно на выходах дислокаций, участках с дефектной структурой и т.п. В ряде случаев на поверхностных сколах, царапинах их размеры достигали десятков микрон, и поэтому исключалось их происхождение за счет неоднородности распыления поверхности. Наконец, следует отметить, что коэффициент распыления, определенный по вытравленному объему, превышал подсчитанный по потере массы.

Все эти закономерности указывали на то, что вслед за эмиссией кислорода происходило образование новых фаз, содержащих

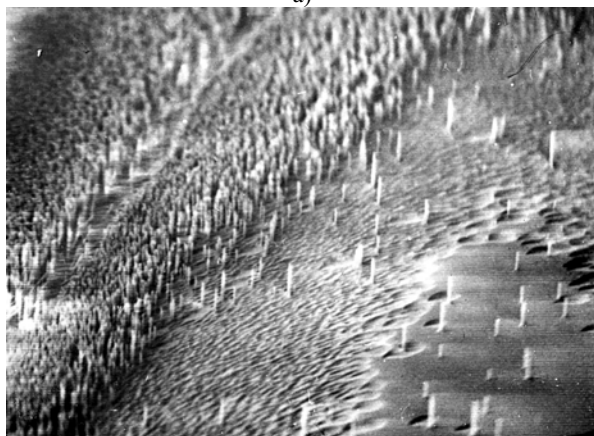
меньшее количество кислорода и имеющих, соответственно, меньший объем при равном количестве кремния.

Указанные выше процессы — эмиссия кислорода, образование ямок — ускорялись, если одновременно с ионной бомбардировкой на поверхность поступали атомы металла. Увеличивалась плотность ямок, их средние размеры, они могли покрывать всю поверхность. На поверхности развивались вискеры высотой до 10 мкм (рис. 6.22, *а*), состоящие, как показал микроанализ, из кремния. При увеличении плотности потока атомов металла на поверхности появлялся "лес" вискеро́в, который теперь уже тормозил распыление и выход кислорода (рис. 6.22, *б*). Появление вискеро́в свидетельствует о формировании в этих условиях напряжений в приповерхностном слое.

Картина происходящего на поверхности плавленого кварца при высокотемпературном ионном облучении может быть дополнена результатами изучения ионно-ионной эмиссии с его поверхности методом энерго-масс-спектрометрии вторичных ионов [70].



а)



б)

Рис. 6.22. Вискеры и углубления на поверхности плавленого кварца: облучение ионами гелия в присутствии на поверхности атомов тантала, $E=100$ эВ, $T=70$ °С (а); "лес" вискеров при увеличенном потоке атомов тантала на поверхность, $\times 1000$ (б)

Плавленый кварц облучался ионами H^+ и He^+ с энергиями 20 кэВ в диапазоне температур 30 — 1000 °С. После удаления с поверхности слоя поверхностных загрязнений толщиной примерно 4-5 нм из массового спектра вторичных ионов практически удалялись ионы O^+ , OH^+ , H_2O^+ , $\text{N}^+(\text{CO}^+)$, K^+ , Na^+ и основная интенсивность спектра масс приходилась на ионы Si^+ и O^+ . Эмиссия ионов кремния из подготовленной таким образом поверхности слабо зависела от температуры, увеличиваясь не более, чем в 1,5 раза, в диапазоне 30 — 1000 °С. В то же время, повышение температуры образцов выше 600 °С приводило к резкому увеличению выхода ионов O^+ при облучении ионами гелия. Скорость роста эмиссии кислорода с температурой зависела от плотности тока ионов гелия (рис. 6.23). При плотности тока ионов $j_i > 0,8 \text{ mA/cm}^2$ и $T \approx 1000 \text{ }^\circ\text{C}$ уровень эмиссии возрастал примерно в 50 раз по сравнению с наблюдаемым при комнатной температуре.

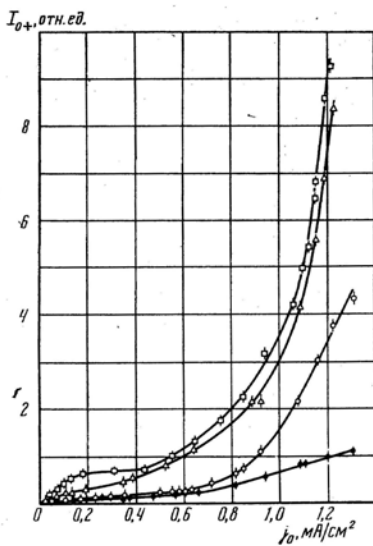


Рис. 6.23. Зависимость интенсивности выделения кислорода от плотности тока бомбардирующих ионов гелия ($E=20$ кэВ) [71]:
 ● — $T=500 \text{ }^\circ\text{C}$; ○ — $T=700 \text{ }^\circ\text{C}$; □ — $T=1000 \text{ }^\circ\text{C}$; Δ — $T=700 \text{ }^\circ\text{C}$ после "□"

Скорость эмиссии кислорода медленно, не более, чем на 10 % за час, уменьшалась с течением времени. Переход к облучению ионами водорода, практически, не изменял основные черты процесса, хотя усиление выхода кислорода начиналось при больших температурах. Принимая, что скорость распыления атомов кремния соответствовала коэффициенту распыления ($Y_{Si} = 2 \times 10^{-2}$ ат/ион в случае He^+ , $E_i = 20$ кэВ), получим для коэффициента распыления кислорода с горячей поверхности значение $Y_O \approx 1$ ат/ион.

Рис. 6.22 показывает, что зависимость эмиссии ионов кислорода от температуры ($I_{O^+}(T)$) определялась предысторией образца и направлением изменения температуры. В частности, при первоначальном нагреве возрастание величины I_{O^+} имело место при больших температурах, чем спад при последующем охлаждении (рис. 6.24).

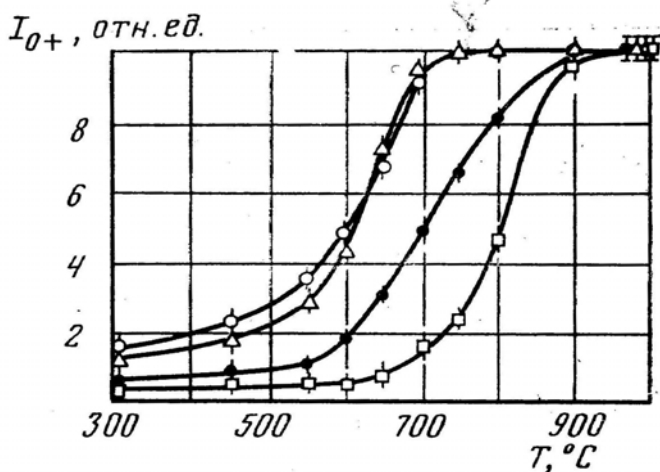


Рис. 6.24. Эмиссия ионов O^+ с поверхности плавящегося кварца при облучении ионами гелия ($E=20$ кэВ, $j=1,2$ $mA \cdot cm^{-2}$) [71]: □ — первый нагрев, ○ — охлаждение после первого нагрева, △ — второй нагрев через 15 мин после охлаждения, ● — третий нагрев после выдержки в вакууме в течение 6-ти часов

Глубина слоя, теряющего кислород при ионной бомбардировке, оказывалась намного большей глубины проективного пробе-

га ионов (He^+ , $E_i = 20\text{кэВ}$, $R_p \approx 170\text{нм}$). Об этом можно было судить по общему количеству вышедшего кислорода в процессе эксперимента. Так, измерение потери веса образца показало, что после 5-часового облучения при температуре $\approx 1000^\circ\text{C}$ количество вышедшего кислорода примерно в 50 раз превышало его содержание в распыленном слое и слое торможения ионов. Тем не менее, несмотря на значительную потерю кислорода, электрическое сопротивление поверхности образца менялось лишь незначительно.

Если образец выносился на атмосферу и взвешивался горячим непосредственно после эксперимента ($T \geq 200^\circ\text{C}$), то в процессе остывания его вес постоянно увеличивался прямо в чашке весов и даже превосходил первоначальное значение. Очевидно, что при контакте с атмосферой проникновение и поглощение газа происходило в слое, толщина которого намного превышала толщину слоя внедрения ионов. Поэтому можно говорить о высокой проницаемости и высокой сорбционной способности разрушенной поверхности плавленого кварца.

Если же образец выдерживался в вакууме в течение нескольких часов до полного остывания, то восстановление его веса на атмосфере было незначительным. У таких образцов сильно возрастала электропроводность поверхности, что проявлялось в отсутствии заряда на ней в процессе последующего облучения ионами.

Стравливание слоя толщиной 50 мкм не изменяло электропроводности поверхности. Возрастание электрического сопротивления до прежнего уровня происходило лишь при нагревании образца в процессе облучения, и прежнего уровня оно достигало при температурах 900 — 1000 $^\circ\text{C}$. Одновременно с ростом электрического сопротивления возрастал, хотя и медленнее, чем при нагреве после краткосрочного перерыва, выход кислорода.

Приведенные результаты позволяют сделать заключение о процессах в плавленом кварце во время и после ионного облучения. Известно, что структура плавленого кварца сохраняется вплоть до состава $\text{SiO}_{1,25}$. Кислород, высвобождающийся при переходе через этот предел, мог заполнять вакансии и восстанавливать таким образом стехиометрию нетрансформированных нижележащих слоев.

При повторном облучении при высокой температуре диффузионный подход кислорода из глубины образца к разрушенной поверхности приводил к ее окислению и восстановлению структуры SiO_2 . Когда образец вынимался на атмосферу горячим непосредственно после окончания облучения, интенсивная сорбция атмосферного кислорода предотвращала фазовые превращения.

Удаление больших количеств кислорода и фазовые превращения при высокотемпературном ионном облучении также сопровождалось образованием на поверхности большого количества круглых ямок, размер которых (диаметр до 30 мкм) намного превышал глубину слоя внедрения ионов. Они также концентрировались в основном на дефектных участках, трещинах, царапинах. Наряду с поверхностными ямками образовывались внутренние полости в виде полусфер примерно таких же размеров. Крышки полостей имели в отличие от блистеров плоскую форму, были однородны по толщине и не возвышались над поверхностью. Стенки наиболее крупных из внутренних полостей и поверхностных ямок выстилала слой кремния. На внутренних участках кремниевых слоев появлялись конусы и висеры размером до 1-2 мк.

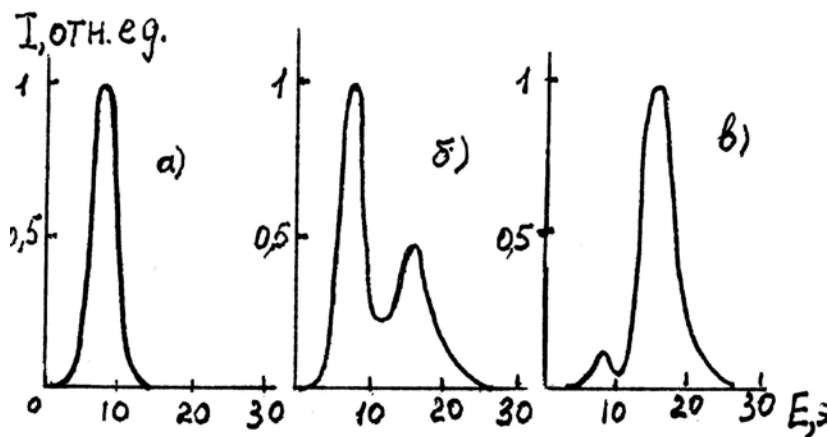


Рис. 6.25. Энергетические спектры O^+ при различных плотностях тока ионов гелия, $T=1000^\circ\text{C}$: а — 0.1 mA/cm^2 ; б — 0.3 mA/cm^2 ; в — 1.2 mA/cm^2

Дополнительные сведения о характере процессов в плавленном кварце при высокотемпературном ионном облучении дает анализ энергетических спектров вторичных ионов Si^+ и O^+ [71]. При низких температурах оба спектра имели характерную для каскадных процессов форму. Спектр Si^+ практически не менялся при повышении температуры и изменении плотности тока бомбардирующих ионов. Спектр ионов O^+ при повышенных температурах и плотностях тока ионов $j_i \leq 0,15 \text{ mA/cm}^2$ имел узкую колоколообразную форму с максимумом в районе 8 эВ (рис. 6.25, а). Такое энергетическое распределение характерно для радиационно-стимулированной десорбции из состояния связи с поверхностным атомом кремния, осуществляемой посредством перехода одного валентного электрона кремния на $2p$ оболочку атома кислорода. Эмиссия ионов O^+ в результате каскадов упругих столкновений имела гораздо меньшую интенсивность и в энергетическом спектре не проявлялась. Увеличение плотности тока бомбардирующих ионов приводило к появлению в спектре ионов O^+ пика в районе 16 эВ (рис. 6.25, б), который при дальнейшем повышении плотности тока ионов становился основным (рис. 6.25 в). Пик на 16 эВ характерен для связи атомов O и Si с участием двух валентных электронов, т.е. его появление свидетельствовало о возникновении новых типов связей атомов кремния и кислорода.

Такие закономерности этого явления, как изменение в процессе облучения характера селективного распыления плавленого кварца, ускорение диффузии и понижение температуры начала ускоренного выхода кислорода до 600°C , появление при этом нового вида связей позволяют заключить, что при плотностях ионного тока $j_i > 0,8 \text{ mA/cm}^2$ в приповерхностных слоях мишени образовывалась митамиктная фаза*.

* Митамиктная фаза в двуокиси кремния представляет собой аморфную фазу, отличную от плавленого кварца. Различие заключается в меньшем расстоянии Si-Si и, следовательно, меньшем угле Si-O-Si. Ее плотность превышает на 3 % плотность плавленого кварца и на 14 % меньше кристаллического. Микроскопические включения митамиктной фазы размером 50—100 нм в количестве до 10^9 cm^{-3} наблюдались в обычном кварцевом стекле при комнатной температуре. Причем, их количество увеличивалось примерно в 30 раз в диапазоне $600 - 1000^\circ\text{C}$ и снижалось до первоначального уровня при $T \geq 1100^\circ\text{C}$.

Прогрев в процессе облучения до 600 — 1000 °С способствовал росту образующихся под облучением зародышей. И увеличению общего объема митамиктной фазы. Понижение начала ускоренного выхода кислорода до $T \approx 600$ °С после ее формирования указывало на то, что ускоренный выход кислорода связан с отжигом при этих температурах дефектов, непрерывно образуемых в митамиктной фазе в процессе ионной бомбардировки.

При низких плотностях ионного тока $j_i \leq (0,6 — 0,7)$ мА/см² отжиг возникающих в плавленом кварце радиационных дефектов не приводит к фазовым превращениям, и выход кислорода обеспечивается радиационно-ускоренной диффузией в структуре плавленого кварца и наблюдался при температурах на 200—250 °С более высоких (рис. 6.25).

Выход кислорода из глубин, во много раз превышающих толщину слоя внедрения ионов, может рассматриваться как следствие растягивающих напряжений в приповерхностных слоях при образовании более плотной митамиктной фазы. Устанавливающийся градиент напряжений инициирует поток вглубь генерируемых ионной бомбардировкой подвижных кислородных вакансий. Вакансионный поток и напряжения выступают основной причиной распространения модифицированного слоя за область внедрения и соответствующего увеличения глубины выхода кислорода. Напряжения способствуют также зарождению и росту внутренних полосей, представляющих собой ненасыщаемые вакансионные стоки.

Анализ температурной зависимости выхода кислорода позволяет сделать некоторые заключения о выходе кислорода на распыляемую поверхность и о концентрации кислорода на поверхности [71]. Из выражения для десорбционного потока

$$I = j_i \cdot \sigma \cdot n_s,$$

Условием, способствующим образованию митамиктной фазы, является быстрое охлаждение двуокиси кремния от температуры размягчения. Такие условия возникают, в частности, в треках быстрых частиц, тормозящихся в кварце. "Сильно разогретая" область трека быстро остывает в силу своих малых размеров и, следовательно, большого отношения площади поверхности к объему. Наблюдался переход в митамиктную фазу всех структур двуокиси кремния при облучении быстрыми нейтронами дозами свыше 2×10^{20} см⁻².

где j_i — плотность ионного тока, σ — сечение ионно-стимулированной десорбции, n_s — поверхностная концентрация атомов кислорода, следует, что его увеличение с температурой связано с ростом величины n_s . Соответственно, стабилизация десорбции при $T \geq 1000$ °С, означает стабилизацию концентрации кислорода в сорбированном слое.

Предельное значение коэффициента распыления $Y = I/j_i = \sigma \cdot n_s \approx 1$ ат/ион при типичных величинах сечения $\sigma \approx (10^{-16}-10^{-15})$ см² предполагает поверхностную концентрацию $n_s \approx (10^{16}-10^{15})$ см⁻². Эта оценка свидетельствует о том, что сорбированный слой кислорода на поверхности по порядку величины соответствует монослойному покрытию. Формирование на поверхности слоя атомов, имеющих меньшую теплоту сублимации, оказывается энергетически выгодным, так как приводит к уменьшению свободной энергии поверхности. Стабилизация содержания атомов кислорода в поверхностном слое указывает на то, что диффузионный подход кислорода из глубины лимитировался скоростью его ионно-стимулированной десорбции, и это же обстоятельство определяло концентрацию кислорода в приповерхностной области, которая, как было показано выше, не опускалась в процессе облучения ниже O/Si = 1,25.

В заключение отметим, что описанные выше закономерности во многом являются общими и для других окислов. В частности, митамиктная фаза образовывалась и на окислах с анизотропной структурой TiO₂, Al₂O₃, U₂O₃ при облучении ионами Kr⁺, Xe⁺.

6.3.2. НИТРИД БОРА

Пиролитический нитрид бора имеет гексагональную модификацию (α -BN или BN_r), подобную структуре графита, но гексагональные слои состоят из атомов двух типов — бора и азота. В соседних слоях атомы каждого типа чередуются. Расстояние между атомами в слое значительно меньше, чем между слоями. Векторы трансляции решетки составляют 2,50 и 6,60 Å°.

Нитрид бора представляет собой слоистый материал белого цвета. Он обладает высокодисперсной поликристаллической структурой с сильной аксиальной текстурой. Кристаллиты имеют форму

гексагональных призм диаметром 50 — 200 нм и толщиной 7 — 10 нм.

Исследование методом вторично-ионной энерго-масс-спектрометрии [59, 72] показало, что под действием ионной бомбардировки при температурах $T \leq 850$ °С происходит преимущественное удаление азота с поверхности нитрида бора. Об этом свидетельствовал также тот факт, что облучаемая площадка на поверхности меняла свой цвет от белой к светло-коричневой и, наконец, почти черной. Поперечные размеры потемневшей площадкм соответствовали размеру пучка, а толщина — глубине внедрения ионов. Таким образом, можно заключить, что при $T \leq 850$ °С селективное распыление BN идет в соответствии с существующими представлениями: преимущественное распыление легко испаряемого компонента и обеднение им поверхности.

При облучении в диапазоне температур 1000—1200 °С продолжалось преимущественное выбивание азота из структуры BN, и область облучения по-прежнему темнела. Однако в этом диапазоне температур происходила перестройка поверхностного слоя: увеличивалась его дисперсия и из нитрида бора выделялись инородные атомы (C, Li, Al, Fe, Mo, Cu, W), внедренные в него методом ионной имплантации. Следует отметить, что из-за большой величины вектора трансляции решетки в направлении перпендикулярном гексагональным слоям этот процесс не сопровождался транспортом азотных вакансий вглубь.

При температурах $T > 1450$ °С ионная бомбардировка начала стимулировать сублимацию бора. Радиационно-ускоренная сублимация начиналась на дефектных участках поверхности, но с увеличением температуры распространялась на всю облучаемую поверхность. Цвет поверхности становился все менее интенсивным, а массовый спектр вторичных ионов регистрировал всплеск эмиссии ионов бора. В диапазоне температур 1700 — 1800 °С скорость сублимации возрастала, причем радиационная активация играла все меньшую роль на фоне возрастающей термической сублимации. Постепенно скорости распыления и сублимации сравнивались, и темное пятно в месте облучения уже не образовывалось.

6.3.3. ГИДРИДЫ

Для исследования взаимодействия ионов с металлическими гидридами были выбраны гидрид титана ($TiH_{0,9}$) и гидрид циркония ($ZrH_{1,85}$) [59, 73].

Образцы ($TiH_{0,9}$) и ($ZrH_{1,85}$) диаметром 11 мм и толщиной 1,5 мм облучались ионами D_1^+ и He^+ с энергиями $E_i = 5 — 35$ кэВ. Диаметр облучаемого участка на поверхности образцов при нормальном падении ионов составлял 6мм.

Оба гидрида являются устойчивыми соединениями и не теряют водород в области низких температур. При нагреве гидрид титана разлагается с выделением водорода примерно при температуре 300 °С. Интенсивное выделение водорода из гидрида циркония начинается при $T > 450$ °С (рис. 6.26).

Ионная бомбардировка при температурах близких к комнатной также не привела к заметному газовыделению из гидридов. Потери веса облучавшихся мишеней соответствовали коэффициентам распыления металлов, соответственно, титана и циркония. Повышение температуры образцов $TiH_{0,9}$ до $T > 120$ °С и $ZrH_{1,85}$ до $T > 200$ °С, $T > 450$ °С приводило к интенсивному выделению водорода из гидридов. В случае облучения ионами D_1^+ ($E_i = 10$ кэВ, $j_i = 0,33$ мА/см², $\Phi = 10^{19}$ D/см²) по нормали к поверхности образец $ZrH_{1,85}$ терял $(7-8) \times 10^{20}$ атомов водорода, т.е. примерно 8 % всего водорода, находящегося в образце. Потеря веса образца в процессе облучения соответствовала с точностью 12-15 % массе вышедшего газа. Повышение температуры облучения до 350 °С увеличивало выход водорода при тех же условиях облучения до $(1,6-1,8) \times 10^{21}$ атомов, что соответствовало потере примерно 17 % водорода, находящегося в образце. В целом, в области температур 200 — 300 °С выход водорода при ионной бомбардировке оказывался примерно в 100 раз большим, чем при термическом нагреве до тех же температур.

Дополнительным свидетельством того, что газовыделение происходило не только из области внедрения ионов, а из всего объема образца являлось то обстоятельство, что в результате облучения изменили свой цвет как облучаемое пятно, так и не облучаемая

поверхность обеих сторон пластинки гидрида. Стимулированное ионной бомбардировкой обезгаживание сопровождалось изгибом образцов. Прогибание центральной части образцов достигало 0,5 — 0,6 мм.

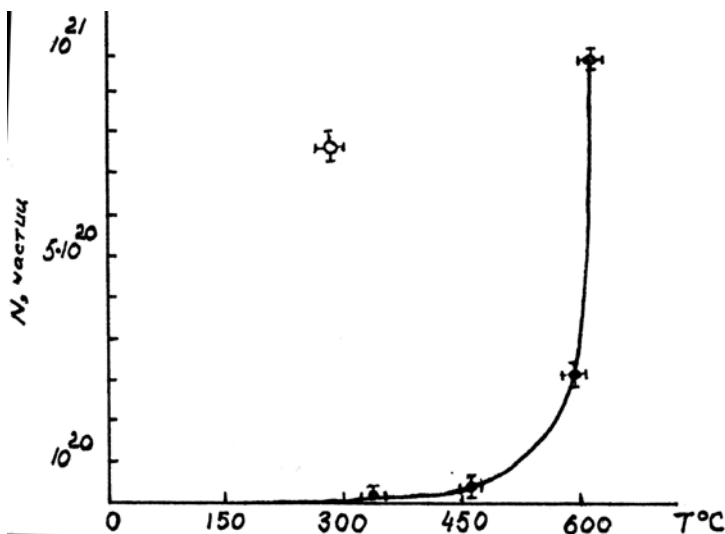


Рис. 6.26. Обезгаживание гидрида циркония: ● — при термическом нагреве, ○ — при облучении ионами дейтерия
 $E = 10$ кэВ, $j = 0,33 \text{ mA/cm}^2$, $\Phi = 10^{19} \text{ D}\cdot\text{cm}^{-2}$

Зависимость газовыделения от времени ионной бомбардировки имела максимум на начальном участке, включающий примерно $(3 — 4) \times 10^{18}$ атомов водорода. Затем наблюдался медленный спад, и в течение двух часов облучения газовыделение уменьшалось в 5 — 10 раз.

Ускорение выхода водорода в первый период облучения (восходящая ветвь кривой газовыделения) сопровождалось эмиссией с облучаемой поверхности молекул O_2 , N_2 , CO_2 , H_2O , свидетельствующей о разрушении и распылении ионами сорбированного слоя и слоя поверхностных соединений на мишени.

При увеличении угла бомбардировки до 45° ускорялось удаление с поверхности инородных соединений и увеличивалась примерно вдвое интенсивность выделения водорода. Также при-

мерно в два раза увеличился выход водорода при переходе к ионам гелия в неизменных условиях эксперимента. И в этом случае ускорение обезгаживания гидрида сопровождалось более быстрым разрушением слоя поверхностных соединений.

Элементный анализ образцов $ZrH_{1.85}$ методом энерго-масс-спектрометрии вторичных ионов подтвердил уменьшение концентрации кислорода, азота, углерода и их соединений на поверхности мишени при ионной бомбардировке. Однако полностью они с поверхности не исчезали даже при длительном облучении. Это свидетельствовало об их постоянном возобновлении, благодаря потоку на поверхность остаточного газа.

Влияние поверхностных слоев на выделение водорода было продемонстрировано также в экспериментах по образованию "новой" (не содержащей поверхностных соединений и сорбированных слоев) поверхности гидрида циркония в вакууме и по распылению в атмосфере кислорода. "Новая" поверхность гидрида образовывалась путем разлома образца в вакууме. Ее появление сопровождалось интенсивным выходом водорода, продолжавшимся до формирования на поверхности слоя соединений циркония с атмосферными газами. При $420\text{ }^{\circ}\text{C}$ из вновь образованной поверхности площадью 15 мм^2 за 600 с выделилось примерно 10^{20} атомов водорода.

Напуск кислорода в экспериментальную камеру тормозил выход водорода из облучаемых образцов при прогреве. Этот эффект увеличивался с ростом давления кислорода и уменьшением плотности ионного тока и температуры образцов, т.е. при условиях, способствующих регенерации разрушающегося слоя поверхностных окислов. В частности, при давлении кислорода $P_{O_2}=(5—10)\times 10^{-5}$ Тор и описанных выше параметрах облучения обезгаживание практически полностью подавлялось, когда температура образцов не превышала $300\text{ }^{\circ}\text{C}$. В то же время при температурах $350\text{ }^{\circ}\text{C}$ и выше и при плотности тока ионов $(1,5—2)\text{ мА/см}^2$ кислородная атмосфера не оказывала заметного влияния на выход водорода. Интенсивное распыление и поток водорода из глубины образца препятствовали в этих условиях формированию окисленного слоя.

Рентгеноструктурные исследования облучаемых образцов показали, что выход водорода сопровождается трансформацией их

структуры вплоть до формирования фазы чистого циркония α -Zr. Концентрация фазы α -Zr на обеих поверхностях образцов росла с увеличением степени обезгаживания и становилась доминирующей на облучаемой поверхности при выходе 50 % всего водорода.

Облучение при повышенных температурах, сопровождающееся ускоренным обезгаживанием, приводило к появлению глубокого рельефа на поверхности образцов, развитие которого нельзя было отнести на счет расплывающего действия ионов. Рельеф сначала появлялся на отдельных участках, по-видимому, имевших большую концентрацию структурных дефектов. С увеличением дозы облучения глубина и размеры поверхностных неоднородностей росли. А сами видоизмененные участки разрастались, захватывая постепенно всю облучаемую область. Неравномерное развитие рельефа, а также появление напряжений в образце, о чем свидетельствует его изгибание, указывают на то, что обезгаживание и перестройка структуры происходили не равномерно по объему гидроида.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Рекомендуемая учебная литература

1. Распыление твёрдых тел ионной бомбардировкой. // Под ред. Р.Бериша. М.: Мир, вып. 1, 1984. Вып. 2, 1986. 475с.
2. *Беграмбеков Л.Б.* Разрушение поверхности твёрдых тел при ионном и плазменном облучении. М.: МИФИ. 1987. 75с.
3. *Попов А.П., Протасов Ю.С., Чувашев С.Н.* Эмиссия электронов при взаимодействии частиц с поверхностью // Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Вводный том 3. Под ред. В.Е.Фортова. М.: Наука, 2000. С. 92-100.
4. *Курнаев В.А.* Внедрение, отражение и стимулированная десорбция частиц, // Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Вводный том 3. Под ред. В.Е.Фортова. М.: Наука, 2000. С. 100-109.
5. *Писарев А.А.* Захват газовых ионов и их выделение // Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Вводный том 3. Под ред. В.Е.Фортова. М.: Наука, 2000. С. 109-117.
6. *Мартыненко Ю.В.* Распыление // Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Вводный том 3. Под ред. В.Е.Фортова. М.: Наука, 2000. С. 117-126.
7. *Беграмбеков Л.Б.* Модификация поверхности твёрдых тел при ионном и плазменном облучении. // Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Вводный том 3. Под ред. В.Е.Фортова. М.: Наука, 2000. С. 126-128.

К главе 1

8. *Каминский М.* Атомные и ионные столкновения на поверхности. М.: Мир, 1967.
9. *Готт Ю.* Взаимодействие частиц с веществом в плазменных исследованиях. М.: Атомиздат, 1978.
10. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой. // Под ред. Бериша Р. М.: Мир. 1986. 375с.
11. *Лейман К.* Взаимодействие излучения с твёрдым телом и образование элементарных дефектов. М.: Атомиздат, 1979.

12. *Фирсов О.Б.* // ЖЭТФ, 1959. Т.36. №5 С.1574 – 1524.
13. *Кишиневский Л.М.* Изв. АН СССР. Сер. Физ, 1962. Т.26. С.1410 – 1415.
14. *Silsbee R.H.* – J. Appl. Phys. 1957, V. 28. P.1246.
15. *Nelson R.S., Thompson M.W.* – Proc.Roy. Soc. 1961, V. A259. P.458 – 471.

К главе 2

16. *Плешивец Н.В.* Катодное распыление. М.: Атомиздат, 1968. 343с.
17. *Плешивец Н.В.* Физические проблемы катодного распыления. М.: ИАЭ им. И.В.Курчатова, 1979.
18. *Kanaya K. et.al.* // Japanese J. Appl. Phys., 1973. V.12. №9. P.1297 1301.
19. Душков И.И., Молчанов В.А., Тельковский В.Г., Чичеров В.М. // ЖЭТФ, 1961. Т.31. С.1012.
20. *Almen O., Bruce G.* Nucl. Instrum. Methods, 1961. V.11. №2. P.257.
21. *Плешивец Н.В.* ЖЭТФ, 1961. Т.41. С.2015.
22. *Wehner G.K., Rosenberg D.* // J. Appl. Phys., 1961. V.31. P.177.
23. *Wehner G.K.* // J. Appl. Phys., 1954. V.25. P.633.
24. *Линник С.П., Юрасова В.Е.* Поверхность, М., 1982. Т.1. №3, С.25-37.
25. *Аброян А.И., Андронов А.Н., Титов А.И.* Физические основы электронной и ионной технологии. – М.: Высшая школа, 1984.
26. *Sigmund P.* // Phys. Rev., 1969 V.84. №2. P.383-416.
27. *Weisman R., Sigmund P.* // Rad.Eff., 1979. V.19. P.7-17.
28. *Гусева М.И., Мартыненко Ю.В.* Физика плазмы. М., 1976. Т.2. В.4. С.593-599.
29. *Агеев В.Н.* Поверхность. М., 1982. Т.1. В.4. С.1-17.
30. *Беграмбеков Л.Б., Тельковский В.Г., Фёдоров Ю.В.* Механизм формирования характеристических энергораспределений вторичной ионной эмиссии. // «Взаимодействие атомных частиц с твёрдым телом». Минск, 1984. С.184-185.

31. Баранов И.А., Кривохатский А.С., Обнорский В.В. // ЖТФ, 1981, Т.51, В.12. С.2457-2475.
32. Беграмбеков Л.Б., Герчиков М.Ю., Гусева М.И. и др. Исследование взаимодействия ионов термоядерных энергий с поверхностью углеродосодержащих конструкционных материалов для термоядерных реакторов. Препринт ИАЭ-4026/8. М., 1984. 40с.
33. Волков Я.Ф., Дятлов В.Г., Митина Н.И. // ВАНТ. Сер. Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение, 1980, Т.3(4). С.85-88.
34. Auweter-Ming M., Schrade H.O. // J. Nucl. Mater., 1980. V.93-94. P.799-805.

К главе 3

35. Мартыненко Ю.В. Теория блистеринга. Препринт ИАЭ-3145, ИАЭ им. И.В.Курчатова, М., 1979.
36. Roth Y., Behrisch R., Scherzer B.M.V. // J.Nucl. Mater, 1974. V.56. P.365-376.
37. Беграмбеков Л.Б., Горбатов Ю.В., Тронин В.Н. Исследование блистерообразования на оптических материалах. // «Ионизирующее излучение и лазерные материалы». М., 1982. С.113-126.
38. Das S.K., Kaminsky M., Rossing T.D. //Appl.Phys.Lett, 1975. V.27. №4. P.197-199.
39. Evans J.H. // J. Nucl. Mater, 1977. V.68. №2. P.129.
40. Девятко Ю.Н., Маклецов А.А., Рогожкин С.В., Тронин В.Н. Неравновесные точечные дефекты и фазовые переходы в облучаемых металлах. // Препринт МИФИ-035. М.:МИФИ,1986. 32с.
41. Wilson W.D., Bisson C.L. // Rad.Eff. 1973. V.19. P.53.

42. *Беграмбеков Л.Б., Захаров А.М., Пустобаев А.А., Тельковский В.Г.* Атомная Энергия. М., 1988. Т.64. С.212.
43. *Калин Б.Н., Скоров Д.М., Якушин В.Л.* Проблемы выбора материалов для термоядерных реакторов // Радиационная эрозия. М.: Энергоатомиздат, 1985. С.32-36.
44. *Doyle B.L., et. al.* // J. Nucl. Mater. 1980. V.93-94. P.551
45. *Cohen S.A. and Mc Cracken G.M.* // J. Nucl. Mater. 1979. V.84. P.157.
46. *Begrambekov L.B.* // Physica Scripta. 2004. V.TXX, P.1.

К главе 4

47. *Wehner G.K. J.* // Vak. Sci Techn., 1985 V.A3(4). P.1821-1835.
48. *Беграмбеков Л.Б., Захаров А.М., Тельковский В.Г.* // Физ. и хим. обр. материалов. 1984. №6. С.16-20.

К главе 5

49. *Аброян А.И., Адროнов А.Н., Титов А.И.,* // Физические основы электронной и ионной технологии. М.: Высшая школа. 1984. 287с.
50. *Гусева М.И.,* Поверхность. М., 1982. №4. С.27-50.
51. *Гусева М.И. Иванов С.М., Калин Б.А. и др.* // В кн. Конструкционные материалы для реакторов ТЯС. М.: 1983. С.149-157.
52. *Бережкова Г.В.,* Нитевидные кристаллы. М.: Наука, 1969.
53. *Геваргизов Е.И.* Рост нитевидных и пластинчатых кристаллов из пара. М.: Наука. 1977.
54. *Беграмбеков Л.Б.,* Поверхность. М., 1986. №6. С.125-128.
55. *Беграмбеков Л.Б., Захаров А.М., Пустобаев А.А., Тельковский В.Г.* Рост кристаллов на поверхности металлов при ионной бомбардировке. Препринт МИФИ 011-86. М.: МИФИ. 1986. 24с.

56. *Беграмбеков Л.Б., Захаров А.М., Пустобаев А.А., Тельковский В.Г.* // Физ. и хим. обр. материалов, 1989. №5. С.26-33.
57. *Grosdover R.S., Efremkova V.N., Sheljakin L.B., Yurasova V.E.* // Rad. Eff, 1976. V.27 P.237-245.
58. *Begrambekov L.B., Zakharov A.M., Telkovsky V.G.* // Nucl. Instr. and Meth., 1996. V.B115. P.456-460.
59. Беграмбеков Л.Б. Модификация поверхности твёрдых тел при ионном и плазменном воздействии. М.: МИФИ. 2001. 34с.

К главе 6

60. *Manocha L.M., Manocha S.M.,* // Carbon. 1995. V.33. P.441.
61. *Беграмбеков Л.Б.* Эрозия и трансформация поверхности при ионной бомбардировке. // Итоги науки и техники. Серия "Пучки заряженных частиц и твёрдое тело". 1993. Т.7. С. 4-53.
62. *T. Burtseva T., Hassanein A., Ovchinnikov I, Titov V.* // J. Nucl Mater. 2001. V.(290-293). P.1059.
63. *Беграмбеков Л.Б., Броссет С., Делшамбре Э. и др.* // Известия РАН. Серия физическая. 2004. Т.68. N3. С.328-331.
64. *Begrambekov L.B., Brocset C., Bucalossi J.* // J. Nucl Mater. 2007. V.363-365. P.1148-1152.
65. *Begrambekov L.B., Zakharov A.M.* // Nucl. Instr. and Meth. 1994. V.B90. P.477-481.
66. *Беграмбеков Л.Б., Захаров А.М.* // Изв. РАН. Серия физическая 1992. Т.56. №6. С. 30-37.
67. *Begrambekov L.B., Vergazov S.V., Zakharov A.M., Morochev M.A.* // Nucl. Instr. and Meth.1994. V.B90. P.491-495.
68. *Беграмбеков Л.Б., Вергазов С.В., Захаров А.М., Тельковский В.Г.* // Изв. АН. Серия физическая 1994.Т.58, №4. С.187-194.
69. *Беграмбеков Л.Б., Захаров А.М.* Взаимодействие ионного излучения с оптическими материалами. // Ионизирующие излучения и лазерные материалы. М.:Энергоатомиздат. 1982. С 91-100.

70. *Беграмбеков Л.Б., Тельковский В.Г., Фёдоров Ю.В.* Неупругие ионно-атомные взаимодействия и их роль в распылении поверхности. // Материалы VIII Всесоюзной конференции «Взаимодействие ионов с поверхностью». М.: Изд-во. МАИ.1987. Т.1. С.143-145.
71. *Беграмбеков Л.Б., Суховейко В.А., Фёдоров Ю.В.* О природе преимущественного распыления кислорода из плавленого кварца // Материалы IX Всесоюзной конференции «Взаимодействие ионов с поверхностью». М.: Изд-во. МАИ.1989. Т.2. С. 329-331.
72. *Беграмбеков Л.Б., Суховейко В.А., Фёдоров Ю.В.* Влияние ионного облучения на диффузию в нитриде бора. // Материалы VIII Всесоюзной конференции «Взаимодействие ионов с поверхностью». М.: Изд-во. МАИ. 1987. Т.2. С.15-17.
73. *Беграмбеков Л.Б., Тельковский В.Г., Plakhotnikov O.I.* Metal hydride decomposition and accelerated gas release due to ion irradiation. // Proceedings of the 8-th Symposium on Engineering Problems of Fusion Research. 1979. V.4. P.427.

Леон Богданович Беграмбеков

ПРОЦЕССЫ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИОННОГО И ПЛАЗМЕННОГО ОБЛУЧЕНИЯ

Учебное пособие

Редактор Е.Е. Шумакова
Оригинал-макет изготовлен Л.Б. Беграмбековым

Печать пособия выполнена в соответствии с оригиналом-макетом,
предоставленным автором.

Подписано в печать 15.12.2008. Формат 60×841/16
Печ. л. 12,25. Уч-изд. л. 12,25. Тираж 150 экз.
Изд.№ 4/23. Заказ №

Московский инженерно-физический институт (государственный университет),
115409, Москва, Каширское ш., д.31.
Типография издательства «ТРОВАНТ»,
г. Троицк Московской области

