

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Дефектообразование и трекообразование в твердых телах при облучении ионами сверхвысоких энергий

Ф.Ф. Комаров

Приведен анализ современного состояния исследований процессов и механизмов дефектообразования и трекообразования при облучении материалов быстрыми ионами. Показано, что природа и морфология треков зависит от типа твердых тел, структурного состояния и плотности выделенной энергии в их электронную подсистему. Релаксация сильных электронных возбуждений имеет доминирующее значение в процессе трекообразования. Обсуждаются механизмы формирования прерывистых треков, трековой миграции атомов и трекового канализирования ионов.

PACS numbers: 61.80.-x, 61.82.-d, 61.85.+p

Содержание

1. Введение (1287).
2. Влияние сильных электронных возбуждений на перестройку дефектной системы в металлах (1287).
3. Процессы трекообразования в металлах, сплавах и в соединениях с металлической проводимостью (1289).
4. Эффекты, сопутствующие прохождению высокоэнергетических ионов в металлах (1294).
 - 4.1. Неупругое распыление металлов.
 - 4.2. Пластическая деформация, ползучесть и рост.
 - 4.3. Другие эффекты.
5. Процессы трекообразования в полупроводниках (1297).
6. Трековая миграция атомов и трековое канализирование ионов (1300).
7. Трекообразование в кристаллах InP (1302).
 - 7.1. Процессы трекообразования в кристаллах InP при комнатной температуре.
 - 7.2. Эволюция нарушений в кристаллическом InP, облучаемом ионами ксенона при различных температурах.
 - 7.3. Морфология трековых областей.
 - 7.4. Флуктуационный механизм формирования прерывистых треков в твердых телах быстрыми ионами.
8. Трекообразование в неорганических изоляторах (1308).
 - 8.1. Возможные механизмы трекообразования в изоляторах.
 - 8.2. Дефектообразование и трекообразование в щелочно-галоидных кристаллах.
 - 8.3. Процессы, сопутствующие прохождению быстрых ионов в оксидных материалах.
9. Заключение (1314).

Список литературы (1315).

1. Введение

Для быстрых ионов с кинетической энергией $E \geq 1 \text{ МэВ а.е.м.}^{-1}$ интенсивность выделения энергии в электронную подсистему $(dE/dx)_e$ в $10^3 - 10^4$ раз превышает выделение энергии в ядерную подсистему твердого тела. Например, $(dE/dx)_e$ составляет $20 - 30 \text{ кэВ нм}^{-1}$ для тяжелых ионов с массой $\approx 100 \text{ а.е.м.}$ и $E \approx 1 \text{ МэВ а.е.м.}^{-1}$. Высокая скорость выделения энергии в электронную подсистему усиливает роль электронных возбуждений в генерации дефектов структуры, вызывает интенсивное неупругое распыление материалов и инициирует ряд специфических эффектов, таких, как формирование треков, локальное плавление, аморфизация, создание необычных фаз (фазы высокого давления, фуллерены, нанотрубки), генерация ударных волн и разрушение материалов. Наиболее важным и интересным результатом прохождения высокоэнергетических ионов в твердых телах является формирование специфических пространственно распространенных макродефектов — треков. В англоязычной литературе такие дефекты называют "latent tracks", если они могут быть выявлены химическим травлением облученного материала. В ряде материалов, чаще всего в изоляторах, таким способом целенаправленно создаются фильтры различного назначения и микродиафрагмы.

2. Влияние сильных электронных возбуждений на перестройку дефектной системы в металлах

В последние годы выполнено много исследований по выяснению влияния высокой плотности электронных возбуждений на генерацию дефектов структуры в металлах или трансформацию дефектов, созданных за счет упругих столкновений налетающих ионов с атомами мишени. В ряде работ [1 – 17] установлено, что электрон-

Ф.Ф. Комаров. Белорусский государственный университет,
220064 Минск, ул. Курчатова 7, Беларусь
Тел./Факс (375-17) 277-48-33
E-mail: komarovf@bsu.by

Статья поступила 18 июля 2002 г.,
после доработки 15 января 2003 г.

ные возбуждения высокой плотности вызывают образование дефектов в некоторых кристаллических металлах. Например, исследование [18] титана, облученного ионами Pb с $E = 1-5$ ГэВ, с помощью электронного микроскопа просвечивающего типа (ПЭМ) выявило формирование плотных агломераций кластеров дефектов, ориентированных вдоль направления пучка ионов. Величина сечения дефектообразования σ , полученная экспериментально по измерениям электросопротивления при криогенных температурах, была значительно больше теоретической оценки σ_{calc} , полученной при учете только упругих смещений атомов матрицы. Эффективность дефектообразования ξ определяется как $\xi = \sigma / \sigma_{\text{calc}}$. Так, для Ti, облученного ионами Pb с $E = 4,484$ ГэВ, ξ достигает 21,5 [19, 20], а для сплава Fe₆₀Co₄₀, облученного ионами Ag с $E = 445$ МэВ, $\xi = 22,8$ [8].

Для металлов, облученных тяжелыми ионами, могут быть характерны значительные различия в дефектообразовании [8, 10, 16, 18–21]:

1) в некоторых металлах, таких, как Cu, W, Ag, упорядоченный и неупорядоченный сплав Cu₃Au, только упругие столкновения вносят вклад в дефектообразование;

2) в таких материалах, как Ni, Pd, Pt, Nb, Ni₃Fe, аустениты и чистое железо, наблюдается частичный отжиг дефектов, созданных в упругих столкновениях. Для железа такое поведение характерно только в диапазоне интенсивности электронного торможения 2,5–50 кэВ нм⁻¹;

3) высокий уровень электронных возбуждений может вызывать дополнительные повреждения таких металлов и сплавов, как Ga, Ti, Be, Sc, V, Cr, Mn, Re, Zr, Co, Fe₆₀Co₄₀ и Fe (при уровне $(dE/dx)_e > 50$ кэВ нм⁻¹), а также полуметалла Bi. Для сплава Fe₆₀Co₄₀ пороговая тормозная способность, при которой вклад в дефектообразование дает неупругое торможение иона, составляет приблизительно 5 кэВ нм⁻¹.

Градация материалов по чувствительности к электронным возбуждениям базируется на максимальном значении $(dE/dx)_e$, свойственном пучку ионов урана с $E = 5$ МэВ а.е.м.⁻¹, и может измениться, если принять за основу более высокие значения $(dE/dx)_e$, которые достигаются при облучении кластерными пучками [12, 22] или ионами радиоактивных элементов с атомными номерами выше, чем у урана. Такие облучения будут сокращать число материалов, считавшихся нечувствительными к электронному облучению.

Систематика данных по дефектообразованию в металлах из различных экспериментов приведена в табл. 1.

Естественно считать, что в областях с высокой плотностью электронных возбуждений одновременно идут процессы создания дефектов и их отжига. Так, в работах [23, 24] исследовались перестройка и отжиг дефектов, сформированных ионным облучением за счет упругих процессов. Образцы железа толщиной 11 мкм облучались вначале ионами железа с различными энергиями (полиэнергетическая имплантация в диапазоне 10–170 МэВ) при $T = 5$ К для того, чтобы по всей

Таблица 1. Эффективность дефектообразования в металлах при высокозергетическом ионном облучении, $T = 77$ К. Электронная тормозная способность $(dE/dx)_e$ выражена в килоэлектронвольтах на межатомное расстояние; E_d — пороговая энергия образования смещенного атома

Мишень	Ион	Энергия ионов, ГэВ	$(dE/dx)_e$, кэВ на м.р.	Толщина, мкм	E_d , эВ	$\sigma_{\text{calc}} \times 10^{-18}$, см ²	ξ
Ag	O	0,165	0,399	11,75	39	0,705	0,63
	Pb	4,676	13,4	12		24,8	0,92
	Pb	3,521	14,62	11,2		29,4	0,82
W	O	0,119	0,736	10,7	50	1,09	0,52
	Pb	3,697	21,78	10,5		35	0,78
Pt	Pb	2,802	24,59	6,6	44	51	0,26
Pd	O	0,1145	0,474	8,3	41	0,72	0,73
	Pb	4,462	14,81	7,7		23,9	0,44
Ni	O	0,149	0,378	9,6	33	0,55	0,78
	Pb	4,056	12,24	10		19,2	0,64
	Pb	2,117	14,35	9,8		33	0,44
Co	O	0,177	0,325	5,54	36	0,4	0,57
	O	0,110	0,451	5,8		0,63	0,42
	Pb	4,847	11,14	5,65		14,1	4
Zr	O	0,177	0,274	8,2	28	0,77	0,81
	O	0,156	0,303	8,2		0,84	0,84
	Pb	4,087	10,11	8		30,5	2
Ti	O	0,166	0,189	13,5	17	0,71	0,84
	O	0,142	0,242	13,6		0,83	0,95
	Pb	4,484	7,18	13,8		27,5	21,5
Fe ₆₀ Co ₄₀	N	0,04	2,4*	0,07	24	—	0,87
	N	0,186	0,93*	0,07		—	0,40
	Ag	0,445	33,9*	0,07		—	22,8

*Единица измерения — кэВ нм⁻¹.

толщине и по объему образца создать гомогенное распределение каскадов смещений. В течение такого воздействия увеличивались как электросопротивление образцов, так и их длина.

Несколлапсированные в дислокации каскадные области затем бомбардировались ионами Fe с $E = 500$ МэВ при $T = 5$ К. Уменьшение сопротивления и длины образцов из фольги в течение второго облучения интерпретировалось как коллапсирование уже созданных дефектов в дислокационные петли. Нестабильность дефектных областей является следствием передачи части неупругих потерь энергии иона от электронной системы атомам решетки, что и приводит к изменениям дефектных конфигураций. Таким образом, и в случае металлов наблюдаются эффекты, родственные трекообразованию в изоляторах.

3. Процессы трекообразования в металлах, сплавах и в соединениях с металлической проводимостью

Другим подтверждением особой пространственной локализации нарушений является аморфизация металлических сплавов в индивидуальной трековой области около траектории иона. Исследования [16, 25] облученных сплавов NiZr₂ позволили непосредственно измерить средний диаметр трека (≈ 4 нм), что подтверждает оценки, выполненные в [24]. Первоначальная вытянутая каплеобразная форма треков с ростом $(dE/dx)_e$ постепенно переходит в непрерывную цилиндрическую.

Как и в случае изоляторов, скрытые треки могут быть выявлены в материалах с металлической проводимостью химическим травлением и последующей съемкой картины методами растровой электронной микроскопии (РЭМ). Так, Траутман и др. [26] выявили, после селективного травления в растворе HCl или FeCl₃, скрытые треки в аморфном металлическом сплаве Fe₈₁B_{13,5}Si_{3,5}C₂, облученном ионами U, Bi и Au с энергиями, которым соответствовали $(dE/dx)_e$ от 55 до 63 кэВ нм⁻¹ (рис. 1).

Все треки протравливались с одинаковой скоростью и имели одинаковый размер пор. Отжиг облученных

образцов не влиял на скорость травления. Скорость травления в нарушенных зонах была в 2 раза выше, чем в необлученной части образца. Это свидетельствует о разной плотности материала в трековой и необлученной областях. Скрытые треки не выявлялись химическим травлением в случае облучения мишней ионами с $(dE/dx)_e = 24$ кэВ нм⁻¹, что указывает на пороговый характер процесса химического травления.

В некоторых проводящих сплавах (Ni-Zn, Ni-Ti, Ni₃B) [27] наблюдается аморфизация при их облучении ионами с $E \geq 1$ ГэВ. Следует отметить, что эти металлические мишени аморфизуются и при низкоэнергетическом ионном облучении ($E \leq 1$ МэВ). Однако полная аморфизация достигается при облучении тяжелыми ионами с энергией $E \geq 1$ ГэВ дозами, которым соответствует рассчитанное число смещений на атом за счет упругих столкновений, по крайней мере на два порядка меньшее, чем требуется при низкоэнергетической ионной имплантации. По-видимому, в этих материалах после стадии релаксации электронных возбуждений следует стадия термализации в атомной подсистеме трековых областей, родственная процессам в каскадных областях при низкоэнергетической ионной имплантации.

В металлах электронные возбуждения вызывают образование нарушений только при очень высокой плотности энергии, выделяемой в электронную подсистему. Например, прерывистые треки формируются в NiZr₂, когда скорость выделения энергии на электронные возбуждения превышает 40 кэВ нм⁻¹ [25], в то время как типичные пороговые значения $(dE/dx)_e$ для образования треков в изоляторах приблизительно на порядок меньше. Чтобы в полной мере рассмотреть проблему формирования дефектов в металлах за счет электронных возбуждений, необходимо вначале выделить основные процессы: релаксацию сильного электронного возбуждения с передачей части энергии в атомную подсистему и последующую термализацию возмущенных атомов с передачей избытка энергии в окружающую матрицу.

Первый процесс существенно определяется типом материала (металл, полупроводник или диэлектрик), концентрацией электронов в зоне проводимости (на уровне Ферми) и их подвижностью. Транспорт энергии из электронной в атомную подсистему также зависит от типа материала, его структурных особенностей (массив, тонкая пленка, размер зерен в поликристаллах, концентрация и тип примесей и т.д.). Процесс термализации и структурные особенности области после "остывания", как и при низкоэнергетической имплантации, зависят от типа материала, типа кристаллической решетки, соотношения объемов материала в жидкой и твердой фазах, наличия аллотропных форм. Для оценки процессов передачи энергии от электронов к решетке и диссипации локальной запасенной решеточной энергии обычно используют подход, учитывающий электрон-электронные и электрон-фононные взаимодействия [28–31].

Такой подход не является бесспорным, так как при высоком уровне электронного возбуждения (например, полная "обтирка" электронов в локальной области кристалла вдоль траектории иона) или при формировании плотного каскада атомных смещений при низкоэнергетической имплантации, только с большой оговоркой можно допустить существование фононов. В последнем случае метод молекулярной динамики обнаруживает состояние каскадной области (термический пик), близ-

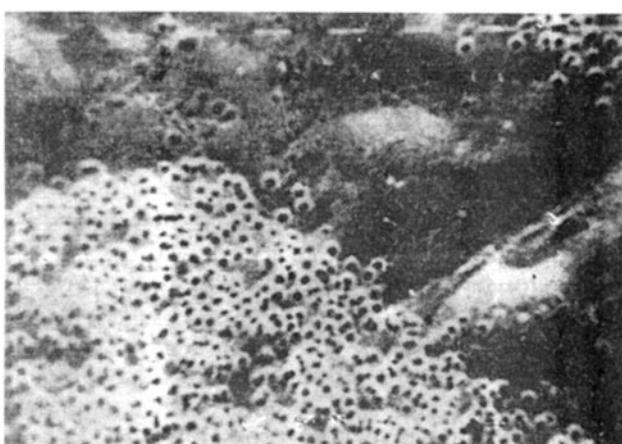


Рис. 1. РЭМ-изображение поверхности образца Fe₈₁B_{13,5}Si_{3,5}C₂ [26], имеющего пористую структуру после облучения и травления. Облученная (правая верхняя и левая нижняя) и необлученная (центральная) части области четко различаются (белые штрихи — 10 мкм).

кое к жидкокристаллической структуре с функцией радиального распределения (и статическим структурным фактором), подобной функции для жидкостей [32]. Копонен [33], не постулируя существование фононов и электрон-фононных взаимодействий в термических пиках, рассматривал их остыивание как следствие взаимодействия коллективных мод движения ионов в каскаде с валентными электронами металла. Коллективные моды флуктуации ионной (атомной) плотности с короткими временами (доли пикосекунды) обеспечивают механизм обмена энергией с электронами, который подобен электрон-фононному взаимодействию.

Для оценки роли типа материала, концентрации и подвижности свободных электронов, на наш взгляд, в обоих случаях можно использовать первый подход. Релаксация сильных электронных возбуждений, вызванных облучением материала высокогенеративными ионами — главный фактор, который определяет природу трековой области. Во многих чистых крупнозернистых металлах (размер зерна много больше длины свободного пробега электрона) релаксация электронных возбуждений в области трека определяется электронной теплопроводностью. Передача энергии горячих электронов холодным приводит к увеличению радиуса области возбуждения и снижению электронной температуры внутри нее. Длина пробега λ , соответствующая такому процессу, при высоких температурах ($T_e > \hbar\omega_p$, \hbar — постоянная Планка, T_e — температура электронов, ω_p — плазменная частота) определяется возбуждением плазмонов ($\lambda = \lambda_p$), а при снижении температуры длина пробега связана только с кулоновскими столкновениями ($\lambda \approx \lambda_0$). Поэтому длина пробега электрона при произвольной температуре составляет

$$\lambda = \frac{\lambda_0 \lambda_p}{\lambda_0 + \lambda_p}, \quad (3.1)$$

а коэффициент электронной температуропроводности металла

$$\chi = \frac{\langle v \lambda \rangle}{3}, \quad (3.2)$$

где v — скорость электрона. Зависимость температуропроводности металлов $\chi(T)$ от температур электронов представляет собой кривую с минимумом при $T_e > \varepsilon_F$ (ε_F — энергия ферми-электронов), причем минимальное значение температуропроводности $\chi_{\min} \approx 1 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$, что на два порядка меньше, чем в металлах при обычных условиях.

Таким образом, характерное время остыивания электронов возбужденной области металла вследствие электронной теплопроводности можно оценить как

$$\tau_1 = \frac{R_{tr}^2}{4\chi_{\min}} \approx 10^{-15} \text{ с}. \quad (3.3)$$

Здесь $R_{tr} \approx 1 \text{ нм}$ — радиус цилиндрической возбужденной области. Время электрон-фонной релаксации приблизительно равно $10^{-12} - 10^{-13} \text{ с}$ [29, 31, 34]. Время электронного охлаждения в таких металлах много меньше, чем время электрон-фонной релаксации.

Лифшиц и соавторы [28] процесс образования и развития энергетического трека в металлах описывают в рамках двухтемпературной модели, вводят темпера-

туры решетки T_i и электронов T_e , и решают систему двух нелинейных уравнений теплопроводности, которые в цилиндрических координатах имеют вид:

$$\begin{aligned} C_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial t} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r K_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial r} \right) - g(T_e - T_i) + A(r, t), \\ C_i(T_i) \frac{\partial T_i}{\partial t} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r K_i(T_i) \frac{\partial T_i}{\partial r} \right) + g(T_e - T_i), \end{aligned} \quad (3.4)$$

где C_k, K_k — удельная теплоемкость и термопроводность соответственно, индекс k соответствует e для электронной и i — для ионной (решеточной) подсистем, g — константа, описывающая электрон-фонное взаимодействие, $A(r, t)$ — плотность энергии, выделяемой падающим ионом в электронной подсистеме твердого тела, r — радиальная координата и t — время. Уравнения (3.4) решаются численно, так как их коэффициенты зависят от температуры. Численные расчеты позволяют также учесть фазовый переход (твердое тело — жидкость). Методы численного решения этой системы уравнений обсуждаются в работах [31, 35, 36].

Основные физические параметры и коэффициенты для системы уравнений (3.4) необходимо рассмотреть в рамках модели трекобразования в металлах за счет тепловых пиков. Для чистых металлов термопроводность решетки $K_a(T_a)$, теплоемкость $C_a(T_a)$, а также скрытые теплоты плавления и парообразования известны из измерений [37] (для атомов кристалла индекс i заменен на a). Входящие в уравнения параметры, ответственные за диффузию энергии в электронной подсистеме, описываются в приближении, предполагающем, что электроны подобны "квазиводным" электронам в благородном металле. Константа электрон-фонной связи описывается с учетом физических свойств облучаемого материала [10, 14].

В соответствии с теорией образования дельта-электронов при прохождении быстрых ионов [38] $A(r, t)$ представляется в виде:

$$A(r, t) = b S_e \exp \left(\frac{-(t - t_0)^2}{2t_0^2} \right) F(r). \quad (3.5)$$

Здесь t_0 — среднее время пролета дельта-электронов, $t_0 \approx 1 - 5 \times 10^{-15} \text{ с}$ (выбор t_0 слабо влияет на радиус расплавленной зоны [37]), $S_e = 1/N(dE/dx)_e$, где N — число атомов в единице объема тормозящей среды, b — нормировочная константа. Полуширина гауссова распределения предполагается равной t_0 . $F(r)$ — функция пространственного распределения энергии дельта-электронов в тормозящей среде [38]:

$$\begin{aligned} \int_{t=0}^{\infty} \int_{r=0}^{r_m} b S_e \exp \left(-\frac{(t - t_0)^2}{2t_0^2} \right) F(r) 2\pi r dr dt &= S_e, \\ F(r) &= \frac{1}{2\pi r \lambda_w(E)} \exp \left(-\frac{r}{\lambda_w(E)} \right), \end{aligned} \quad (3.6)$$

где r_m — максимальная проекция пробега электронов на направление, перпендикулярное пути иона, λ_w — параметр, который определяется путем подгонки $F(r)$ к реальному выражению и поэтому зависит от энергии E налетающего иона, следовательно, $F(r)$ также зависит от E . Например, около 70 % энергии, выделенной в

электронную подсистему, заключено в области радиуса 0,2 нм для случая ионного кластера C_{60} с энергией 0,025 МэВ а.е.м.⁻¹ и в областях с радиусами 5 нм и 12 нм для ионов Pb^{208} с энергией 3 МэВ а.е.м.⁻¹ и 20 МэВ а.е.м.⁻¹ соответственно.

В теории свободного электронного газа удельная теплоемкость электронов металла при низких значениях T_e задается как линейная функция: $C_e = (\pi^2 k_B^2 n_e / 2\epsilon_F) T_e$, где m_e — масса электрона, n_e — плотность электронов, k_B — постоянная Больцмана $\epsilon_F = (\hbar^2 / 2m_e)(3\pi^2 / n_e)^{2/3}$. Удельная теплоемкость описывается этой линейной зависимостью до $T_e = T_F$, где $T_F = \epsilon_F / k_B$, а при $T_e > T_F$ становится константой: $C_e = (3/2) k_B n_e$.

Электронная термопроводность $K_e(T_e)$ может быть определена на основе ее нормирования по экспериментальным данным по термодиффузии $D_e(T_e)$ золота, электронам которого присущи характеристики электронов газа квазивсвободных электронов: $K_e(T_e) = C_e(T_e) D_e(T_e)$. Для таких металлов, как Ti и Zr, $D_e = 150 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$ при $T_e = 300 \text{ К}$ и $D_{min} = 4 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$.

Константа электрон-фононной связи g является свободным параметром, который может быть выражен через другие параметры. Если температура решетки не на много меньше температуры Дебая T_D , то g -фактор может быть приближенно записан как в [28]

$$g = \frac{\pi^2 m_e n_e v^2}{b \tau_e(T_e) T_e},$$

где $\tau_e(T_e)$ — среднее свободное время между двумя столкновениями электрона при температуре T_e и v — скорость звука в металле, связанная с температурой Дебая T_D и атомной плотностью N_a ,

$$v = \frac{k_B T_D}{\hbar(6\pi^2 N_a)^{1/3}}.$$

Определение τ_e является сложной задачей [39]. В качестве первого приближения можно учесть связь $\tau_e(T_e)$ с термопроводностью металла $K_a(T_a)$, измеренной при облучении [37]. Тогда, полагая, что g -фактор определяется температурой решетки [37], получим

$$g = \frac{\pi^2 (k_B n_e v)^2}{18 K_a(T_a)}. \quad (3.7)$$

Из уравнения (3.7) следует, что свободным параметром теперь становится плотность электронов n_e , участвующих в проводимости. Плотность электронов определяется соотношением $n_e = ZN_a$, где параметр Z , например, для Ti и Zr равен числу валентных электронов, $Z = 2$, а для Fe и Bi по данным фемтосекундных лазерных экспериментов [40] $Z = 1,1$ и $1,3$ соответственно. Металлы с $Z = 2$ и $\chi < 1$ (щелочные, благородные и некоторые тяжелые металлы) в отношении дефектообразования слабо чувствительны к высокоэнергетическим ионным пучкам и, наоборот, чувствительными являются металлы с $Z = 1$ и $\chi > 1$ (Be, Sc, Ti, V, Cr, Mn, Ge, Re).

Таким образом, используя изложенный выше подход, можно определить все необходимые параметры и коэффициенты системы уравнений (3.4) для выполнения конкретных расчетов в рамках модели термического пика. Численное решение (3.4) позволяет определить радиусы расплавленных областей (треков) вокруг траекторий ионов, зависимость размеров трека от скорости

ионов при равных значениях $(dE/dx)_e$, а также оценить плотность энергии, выделенной в возбужденной области, при одинаковых величинах $(dE/dx)_e$.

Так, в работе [13] экспериментально обнаружена зависимость радиуса треков от скорости ионов при одинаковых $(dE/dx)_e$ для ионов Xe, Kr и Pb. По-видимому, величина скорости ионов при одинаковых $(dE/dx)_e$ имеет важное значение и при трекообразовании в металлах, чувствительных к плотным электронным возбуждениям. Авторы работы [12] на примере облучения титановых мишней моноатомными пучками и кластерными ионами C_{60} с примерно одинаковыми $(dE/dx)_e$ показали, что значительно больший диаметр поврежденные зоны имеют вокруг траекторий кластерных ионов по сравнению с диаметром аналогичных зон вокруг траекторий одноатомных ионов. Указанное различие объясняется большей пространственной локализацией выделенной энергии в процессе торможения кластерного иона. Плотность выделенной энергии относится с максимальным пробегом возбуждаемых δ -электронов. При облучении титана ионами Pb или U с энергиями 1–5 ГэВ радиальный пробег δ -электронов составляет более чем 1000 нм, в то время как при использовании фуллереновых ионов он уменьшается до нескольких межатомных расстояний, при этом плотность выделенной энергии достигает значений $(3-8) \times 10^2$ эВ на атом.

Тем не менее, как было сказано ранее, такое описание приемлемо только для металлов с совершенной кристаллической решеткой. Если структура кристалла имеет дефекты, то сечение энергетического трека будет определяться характерными размерами структурных элементов таких, как зерна в поликристаллической мишени или межфазные границы (если их размер меньше, чем радиус трека). Многие экспериментальные результаты по эффективности неупругого распыления мелкозернистых металлических мишней [41] подтверждают эту идею. При облучении золотых мишней ионами U с $E > 1$ ГэВ измеренный коэффициент распыления был на порядок больше его предсказываемого значения для упругих процессов. Если энергия в электронной подсистеме замкнута в определенной области кристалла, то может происходить сильный разогрев решетки и даже разрушение мишени. Время электрон-фононной релаксации сильно зависит и от других микродефектов структуры: примесей (в полупроводниках), дислокаций, микродвойников и т.д.

Характерные времена релаксации τ_{ee} и τ_{ei} в металлах и полупроводниках существенно различаются (табл. 2),

Таблица 2. Характерное время релаксации в Si и Al [39]

$\Delta E, \text{ эВ}$	0,1	0,5	1	3
$\tau_{ei}, \text{ с}$	$9,4 \times 10^{-11}$	$4,2 \times 10^{-11}$	3×10^{-11}	$1,6 \times 10^{-11}$
$\tau_{ee}, \text{ с}$	8×10^{-10}	8×10^{-9}	$2,2 \times 10^{-8}$	$1,1 \times 10^{-7}$
$(d\Delta E/dt)_{ei}$	8,5	190,4	733,3	6470,6
$(d\Delta E/dt)_{ee}$				
$\tau_{ei}, \text{ с}$	$8,8 \times 10^{-13}$	$4,78 \times 10^{-13}$	10^{-11}	$3,74 \times 10^{-11}$
$\tau_{ee}, \text{ с}$	$4,2 \times 10^{-12}$	$1,7 \times 10^{-13}$	$4,3 \times 10^{-14}$	$5,2 \times 10^{-15}$
$(d\Delta E/dt)_{ei}$	4,8	$3,6 \times 10^{-2}$	$4,3 \times 10^{-3}$	$1,4 \times 10^{-4}$
$(d\Delta E/dt)_{ee}$				

что определяет различие в процессах трекообразования в них. Согласно расчетам [39], времена релаксации зависят и от энергетического спектра электронных возбуждений (см. табл. 2), и от электропроводности металлов. Скорость, с которой возбужденные электроны теряют энергию, рассеиваясь на фонах и других электронах, может быть связана с характерным временем релаксации по энергии τ_E следующим образом:

$$\frac{d\Delta E}{dt} = \frac{\Delta E - \Delta E^*}{\tau_E}, \quad (3.8)$$

где E^* — величина порядка $k_B T$. В полупроводниках энергия, выделенная в электронную подсистему за время порядка τ_{ei} , передается в решетку, в то время как в металлах преимущественным каналом перераспределения энергии являются электронные столкновения.

В работе [42] модель термического пика и расплавленной трековой области использовалась для объяснения дефектообразования (по измерению электросопротивления при облучении) в аморфном металлическом сплаве $\alpha\text{-Fe}_{85}\text{B}_{15}$.

В рамках приближения термического пика, структура трека после полной термализации возбужденной области будет зависеть от сорта материала (тип связей), типа решетки, температуры мишени при облучении и исследованиях (температура определяет подвижность точечных дефектов), возможности появления аллотропных фаз и соотношения объемов рассматриваемого материала в жидком и твердом состоянии. Аналогичные зависимости характерны и для низкоэнергетической имплантации тяжелых ионов [43, 44]. Как и при облучении материалов медленными тяжелыми ионами, в случае сильных электронных возбуждений в треках ионов могут формироваться необычные фазы. Так, в работах [11, 27] сообщается о фазовом превращении в облученных титановых мишениях с переходом от гексагональной плотно упакованной (ГПУ) α -фазы Ti к гексагональной α -фазе, которая обычно получается при высоких давлениях. Интересным в этом отношении является полуметалл висмут, у которого плотность материала в твердом состоянии меньше, чем в жидком. Локальное увеличение давления будет приводить к уменьшению температуры плавления.

Это может объяснить результаты работ [11, 45] по облучению кристаллов висмута высокозергетическими ионами O, Mg, Kr, Xe, Pb, U при $T = 10$ К для $(dE/dx)_e$ от ≈ 1 до 50 кэВ нм $^{-1}$. Сопротивление кристаллов Δc при $(dE/dx)_e > 20$ кэВ нм $^{-1}$ резко возрастает уже при дозах порядка 10^{11} см $^{-2}$. Значение Δc , полученное в случае облучения висмута ионами U с $(dE/dx)_e \approx 50$ кэВ нм $^{-1}$, в 150 раз превышало аналогичную величину при электронном облучении. Такая фаза с экстремально высоким электросопротивлением формируется при конденсации паров висмута на холодных подложках. Она аналогична фазе, получаемой при высоких давлениях. Как и фаза, формирующаяся при высоких давлениях, имплантационная фаза характеризуется очень высоким сопротивлением и высокой температурой отжига ($T > 150$ К). На основании этих результатов авторы [11, 45] делают вывод, что каждый ион Pb и U вдоль своей траектории создает цилиндр ($r = 20$ нм) трансформированного висмута. Когда эти цилиндры начинают объединяться, весь объем висмута трансформи-

руется и приобретает высокое сопротивление. Предполагается, что материал в таком цилиндре вначале плавится, проходит стадию закалки при резком остывании и затем рекристаллизуется в такую же фазу, которая получается при конденсации пара на холодной подложке.

В общем случае металлы, для которых характерны фазы высоких давлений в диаграмме состояний давление — температура, будут выявлять наличие этих фаз в трековых областях при облучении ионами сверхвысоких энергий с $(dE/dx)_e > (dE/dx)_{th,ph,tr}$, где $(dE/dx)_{th,ph,tr}$ — пороговые потери энергии для фазового перехода.

Для объяснения формирования таких фаз привлекаются представления о генерации ударных волн [11, 29, 46–48] и коллективных атомных движений [49]. Сильные локальные перегревы вблизи траектории иона приводят, в частности, к генерации термоупругих напряжений, которые по приближенным оценкам [29] могут превышать прочность материала и в комбинации с перегревами должны существенно влиять на процессы дефектообразования, ползучести, диффузии и т.д. В рамках термофлуктуационной теории [29] проведены численные оценки деструкции различных материалов за счет термоупругих напряжений во время локальных перегревов. Материалы подразделялись на группы по величине их электропроводности.

Акустические импульсы, возбуждаемые частицами, стимулируют перестройку кристаллической решетки и могут проявляться на значительных расстояниях от траектории иона (эффект дальнодействия).

В литературе обсуждаются несколько механизмов образования треков:

1) механизм так называемого кулоновского взрыва [50, 51], который эффективен, когда скорость ионов становится близкой к скорости электронов K-оболочки атомов мишени, может быть ответственным за образование треков в легких мишениях (LiF, пластмасса, алмаз, кубический нитрид бора и др.). Движущийся ион создает в мишени цилиндрическую высокоионизованную среду, которая нестабильна из-за кулоновского расталкивания между электростатическими зарядами одного знака (ионные осты). На основе этого механизма сформулировано несколько родственных моделей: плазменного ядра трековой области [52, 53], ударных волн [46] и модифицированного потенциала решетки [54]. Механизм кулоновского взрыва часто используется и для объяснения трекообразования в металлах и сплавах [11, 16], что вряд ли правомерно из-за высокой скорости нейтрализации нескомпенсированного заряда свободными электронами;

2) высокая плотность ионизации приводит к значительному снижению пороговой энергии смещения атомов из узлов решетки E_d . Низкие значения E_d увеличивают вероятность смещения тех матричных атомов, которые получают малое количество упругой энергии от движущегося иона;

3) чаще всего рассматривается описанный выше в данном разделе механизм термического пика. В рамках такого подхода считается, что энергия от возбуждаемой электронной подсистемы передается в решетку через электрон-фононные взаимодействия [55].

Создание дефектов за счет электронных возбуждений в массивных металлических образцах до недавнего времени считалось нереалистичным. Применение моде-

лей трекообразования в изоляторах для металлов кажется необоснованным из-за высокой подвижности электронов проводимости, которые эффективно разносят энергию, выделенную в электронную подсистему, на большой объем, а также эффективно экранируют ионизированные атомы в "хвосте" иона. Строгой теории дефектообразования тяжелыми высокогенергетическими ионами для металлов не существует.

Модель термического пика успешно использовалась для объяснения процессов трекообразования и оценки радиуса трека в аморфных сплавах с металлической проводимостью [16, 42]. В последние годы [56, 57] предпринята попытка более строго оценить границы применимости модели термического пика, определить радиус области и долю энергии возбужденной области, уносимой волной давления (акустической волной), в рамках метода молекулярной динамики. Однако численные расчеты выполнены только для модельных материалов, таких, как твердые тела из сконденсированных при низких температурах газов. Акустические волны могут уносить из возбужденной области до 30–40 % полной выделенной энергии.

Впервые треки в металлических массивных материалах наблюдались в интерметаллических сплавах (аморфные области). К первому классу относятся сложные по составу материалы, которые легко аморфизуются за счет упругих столкновений при их облучении низкоэнергетическими ионами или электронами [43] и характеризуются низкой локальной кристаллографической симметрией. Среди них такие, как NiZr_2 , NiTi и Ni_3B , имеют особую практическую значимость. В отличие от Ni_3B и NiZr_2 , которые имеют соответственно орторомбическую и тетрагональную кристаллические структуры во всем температурном диапазоне, NiTi претерпевает мартенситное превращение при температуре близкой к 300 К, находится в кубической B2-фазе при $T > 300$ К и в моноклинной — при температуре ниже фазового перехода.

Второй класс состоит из материалов, характеризующихся высокой локальной симметрией (Li_2 -кристаллографические структуры). Он включает в себя сплав Zr_3Al , который достаточно трудно аморфизовать за счет упругих столкновений, и Cu_3Al , который никогда не аморфизуется, но может претерпевать химическое разупорядочение при низкотемпературном облучении в режиме упругих столкновений. Классы аморфизуемых и устойчивых к облучению интерметаллических фаз приведены в [43]. Дополнительными критериями для предсказания аморфизуемости интерметаллических сплавов в режиме упругих столкновений и сильных электронных возбуждений являются: наличие нескольких фаз одновременно в диаграмме состояний концентрация–температура; узкая область гомогенности, допускающая небольшие отклонения от стехиометрии; температура мишени, которая определяет подвижность дефектов структуры и их взаимодействия (кинетика дефектов). Наблюдается корреляция между известными экспериментальными данными по аморфизации сплавов методом парофазного осаждения на холодную подложку и аморфизации ионным облучением [43, 58].

Пороговые удельные потери энергии для формирования треков в моноатомных металлах и интерметаллических сплавах составляют около 40 кэВ нм⁻¹, что в 4–10 раз выше, чем в случае изоляторов [16, 58].

Скрытые треки наблюдаются в NiZr_2 [25, 59] методом электронной микроскопии при температурах 80 К и 300 К после облучения ионами с $E > 1$ ГэВ дозами более 10^{11} см⁻² при достаточно высоких $(dE/dx)_e$. Облучение ионами ксенона с $(dE/dx)_e \approx 30$ кэВ нм⁻¹ не вызывает формирования контраста скрытых треков в облученных образцах, в то время как облучение ионами свинца с $(dE/dx)_e \approx 40$ кэВ нм⁻¹ дает картину перехода от прерывистых к квазинепрерывным трекам. Ионы урана с $(dE/dx)_e \approx 54$ кэВ нм⁻¹ образуют практически непрерывные треки. Число треков на единицу площади образца строго соответствует числу упавших ионов. Данные электронной дифракции указывают на наличие аморфного материала внутри цилиндрической нарушенной области вдоль траектории иона. Близкие результаты [58] получены и при облучении соединения Ni_3B ионами с высоким уровнем $(dE/dx)_e$. Однако в последнем случае треки нестабильны при комнатной температуре. Через несколько месяцев после облучения видимых треков в этом соединении не обнаруживается.

Интересными с научной и практической точки зрения являются фазовые превращения в NiTi , который относится к сплавам с термомеханическим эффектом памяти формы (термоэластичное превращение вблизи комнатной температуры). Рассматривая возможность таких превращений, можно выделить два варианта реализации фазовых изменений:

а) мартенситный переход в NiTi от низкотемпературной (80 К) моноклинной структуры к высокотемпературной кубической структуре в соответствии с термомеханическими воздействиями;

б) фазовые превращения как функции температуры облучения (облучение может быть выполнено при температуре, когда в мишени присутствует только одна фаза или обе фазы).

Главный результат исследований [16, 58–60] заключается в том, что чувствительность кубической и моноклинной фаз к электронным возбуждениям различна. Выше порового значения $(dE/dx)_e \approx 48$ кэВ нм⁻¹ треки в этом сплаве наблюдаются только в тех областях образца, которые были в моноклинной фазе в процессе облучения. На рисунке 2а представлена электронная микрофотография образца, в котором при облучении присутствовали обе фазы. Треки видны в моноклинной прослойке и отсутствуют в окружающей кубической матрице. На рисунке 3 изображены аморфные треки, наблюдавшиеся в кубической фазе образца NiTi , облученного ионами урана (до облучения NiTi был в моноклинной фазе). Треки, созданные в низкотемпературной фазе, четко выявляются, имеют диаметр 12 нм и представляют собой гомогенно нарушенные цилиндрические области. Они аморфны по данным электронной дифракции и остаются стабильными, когда образец переходит обратно в кубическую структурную модификацию при температуре сплава 300 К.

Наличие значительного числа аморфных треков не тормозит фазовые превращения. Стабильность треков является выраженной, поскольку происходит некоторый сдвиг в процессе фазового перехода. Это вызывает четко проявляющийся наклон треков. Рисунок 2б соответствует образцу, который облучался в моноклинной фазе при температуре 80 К, здесь треки создаются во всем образце. Если образец в последующем нагреть до комнатной температуры, то его материал

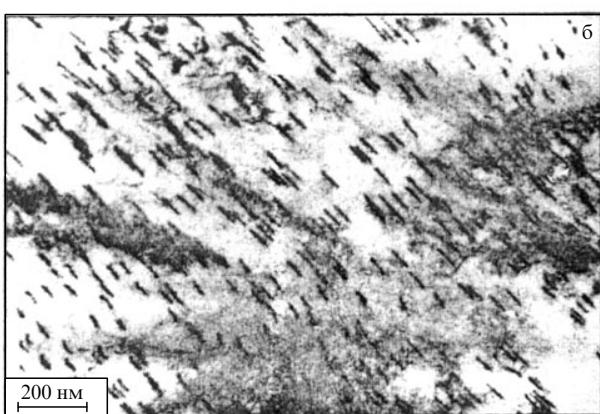
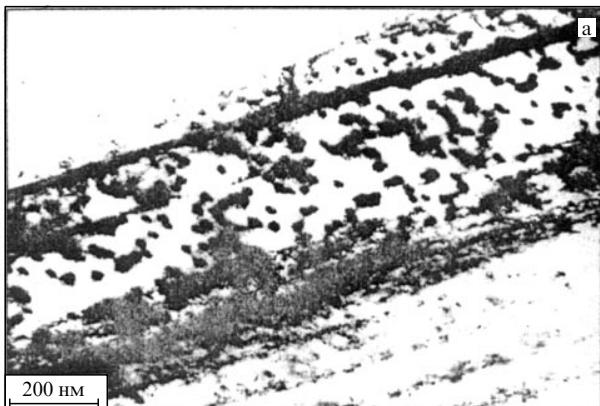


Рис. 2. Светлопольные электронные микрофотографии: (а) образца NiTi, облученного при $T = 300$ К ионами свинца с $E = 0,84$ ГэВ, $(dE/dx)_e \approx 52$ кэВ нм $^{-1}$ и флюенсом 10^{11} см $^{-2}$ [58]; (б) моноклинного образца NiTi, облученного при $T = 80$ К ионами урана с $E = 0,76$ ГэВ, $(dE/dx)_e \approx 57$ кэВ нм $^{-1}$ и флюенсом 5×10^{10} см $^{-2}$ (снимок получен при $T = 300$ К). Скрытые треки на рис. а видны только в моноклинной решетке, но не в окружающей матрице, которая была в кубической фазе в течение облучения.

переходит в кубическую модификацию. При этом переходе моноклинные прослойки поворачиваются на несколько градусов относительно друг друга. При температуре проводимого микроскопией исследования матрица была полностью в кубической модификации. Аморфные треки слегка разориентированы вследствие проявления эффекта памяти. Если образец снова вернуть в моноклинную фазу за счет понижения температуры, то восстановится исходная ориентация треков. Треки служат здесь в качестве маркеров смещающего фазового перехода.

4. Эффекты, сопутствующие прохождению высокоэнергетических ионов в металлах

4.1. Неупругое распыление металлов

При взаимодействии быстрых ионов с конденсированным веществом возможна эрозия поверхности вследствие сильного возбуждения электронной подсистемы — неупругое распыление. Исследования, проведенные при бомбардировке металлов, оксидов и фторидов металлов осколками деления и быстрыми ионами [61], показали, что неупругое распыление отличается от традиционного распыления своими закономерностями и физическими

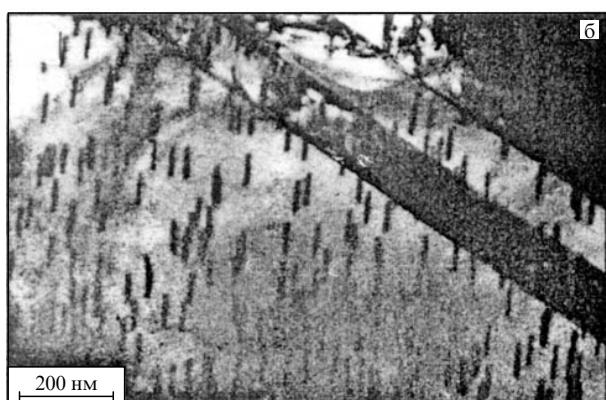
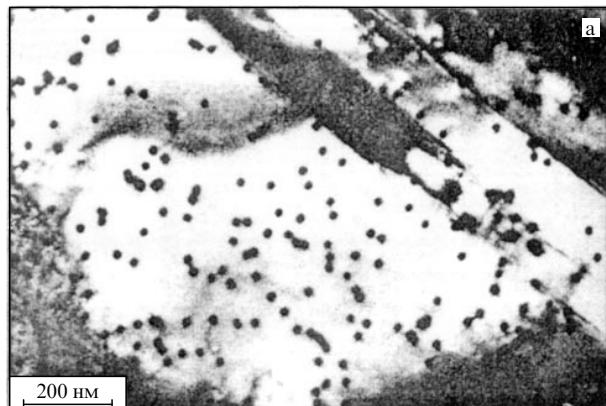


Рис. 3. Светлопольные электронные микрофотографии моноклинного образца NiTi, облученного при $T = 90$ К ионами урана с $E = 0,76$ ГэВ, $(dE/dx)_e \approx 57$ кэВ нм $^{-1}$ и флюенсом 5×10^{10} см $^{-2}$ [58]. При $T = 300$ К четко видны аморфные скрытые треки. (а) Электронный пучок параллелен направлению пучка ионов. (б) Образец повернут в микроскопе на 27° .

механизмами. Коэффициент неупругого распыления может на порядок и более превышать значения, характерные для упругого распыления. Так, в работе [62], где впервые было обнаружено неупругое распыление, коэффициент распыления урана и плутония осколками деления на один-два порядка превышал ожидаемые значения.

Различие механизмов неупругого и упругого распыления определяет различную зависимость соответствующих коэффициентов распыления S от энергии ионов и величины $(dE/dx)_e$. Энергетическая зависимость неупругого распыления $S(E)$ в основном повторяет ход зависимости неупругих потерь $(dE/dx)_e$ от энергии, причем $S \sim (dE/dx)_e^n$, где $n = 2-4$.

Из экспериментальных работ [62, 63] следует, что неупругое распыление, по крайней мере для металлов и оксидов металлов, имеет место, только когда поверхность мишени представляет собой ультрадисперсный слой с размером зерен $L \leq 30$ нм (рис. 4), а электронная тормозная способность материала составляет не менее 6–30 кэВ нм $^{-1}$ (имеется порог для определенного размера зерен). Характерно, что неупругое распыление для мелкозернистых металлов с размером зерен $L \leq 10$ нм (см. рис. 4) на 1–3 порядка больше, чем для крупнозернистых [62–64]. Если поверхностный слой материала имеет крупнозернистую структуру, то $S \sim S_n = 1/N (dE/dx)_n$, где $(dE/dx)_n$ — ядерные потери энергии иона, и преобладает распыление по упругому механизму ($S \leq 10$ ато-

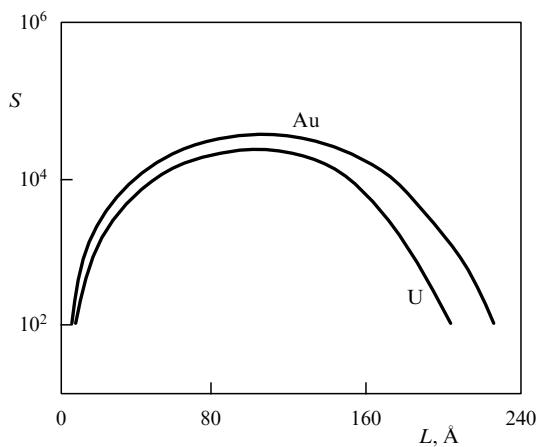


Рис. 4. Коэффициент неупругого распыления S мишеней Au и U осколками деления с $Z_1 \approx 50$ и $E \approx 100$ МэВ как функция среднего размера зерен L [61].

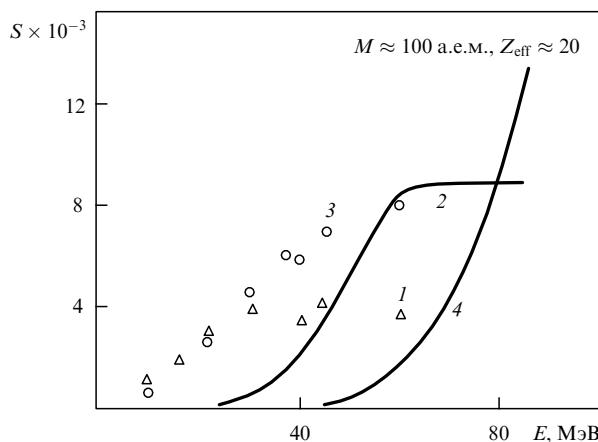


Рис. 5. Энергетические зависимости коэффициента распыления мелкозернистых слоев золота осколками деления [63]. 1 — экспериментальные данные при среднем радиусе зерен $L \approx 3$ нм, 2 — результаты вычислений по модели [63] для зерен с $L \approx 3$ нм, 3 — экспериментальные данные для мишеней с $L \approx 7,5$ нм, 4 — результаты вычислений [63] для мишеней с $L \approx 7,5$ нм.

мов на ион). При неупругом распылении коэффициент распыления, как отмечалось выше, пропорционален электронному торможению и, следовательно, растет с ростом энергии ионов (рис. 5) в диапазоне энергий, где $(dE/dx)_e \sim E^n$. Для объяснения имеющихся результатов обычно привлекают модель изолированного зерна либо модель "свободных горячих электронов на границах зерен металла". В рамках первого подхода [61] предполагается, что вся энергия, отданная налетающим ионом в электронную подсистему зерна, оказывается "запертой" в нем и идет на разогрев и испарение зерна. Модель изолированного зерна может быть применена, когда единичные зерна малого размера имеют малую площадь соприкосновения с металлической подложкой или лежат на диэлектрической подложке.

В рамках модели, разработанной Мартыненко и Явлинским [63], при влете в зерно ион возбуждает электроны на расстоянии ~ 1 нм от траектории. Приблизительно через 10^{-15} с происходит термализация электронов через температуропроводность ($3 - 4 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$) и горячие электроны с энергией 1–10 эВ становятся

блоховскими (слабо рассеиваются в зерне). Особая ситуация складывается на границе соприкосновения зерна с подложкой. Горячие электроны, переходя из зерна в подложку, взаимодействуют с атомами до первого столкновения как свободные электроны. Поскольку свободный пробег электронов с энергией ≈ 10 эВ составляет ≈ 1 нм, атомы подложки и зерна, находящиеся на расстоянии ≈ 1 нм от границы раздела, будут очень быстро получать энергию от горячих электронов. Возникает давление со стороны подложки. Расчеты показывают, что зерно может оторваться от подложки как целое. Предложенный механизм передачи энергии атомам вблизи границ зерен объясняет преимущественное распыление по нормали к поверхности [63], наличие треков быстрых ионов в мелкозернистых металлах [50, 65], а также спекание мелкодисперсных порошков и тонких пленок при облучении их быстрыми многозарядными ионами [66].

Имеются и иные подходы для интерпретации данных: испарение из зерен отдельных атомов, вырывание атомов за счет ускорения в двойном электрическом слое зерна [63], отрыв зерен "стряхиванием" их ударной волной, возникающей от иона в непроводящей подложке, либо из-за "подпрыгивания" зерна вследствие быстрого теплового расширения [67].

В выполненных недавно экспериментах [68, 69] обнаружено, что границы зерен поликристаллических металлов распыляются значительно сильнее, чем их поверхность. Характерная величина коэффициента распыления границ зерен $S \geq 10^3$ атомов на ион. Причем по мере накопления дефектов в процессе облучения никеля ионами криптона с $E = 305$ МэВ до флюенса $3 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$ коэффициент распыления металла на поверхности зерна резко увеличивается и становится сравнимым с коэффициентом распыления границ зерен. Это явление объясняется тем, что при накоплении дефектов в кристалле сокращаются времена электрон-фононной релаксации, образуются горячие треки и включается испарительный механизм распыления. Величина S становится сравнимой с коэффициентом распыления аморфизованного металла [70].

4.2. Пластическая деформация, ползучесть и рост

Весьма интересным является второй недавно обнаруженный эффект — увеличение размеров слоев аморфных металлических сплавов в направлениях, перпендикулярных пучку ионов, и уменьшение толщины слоя при практически неизменном объеме (рис. 6 и рис. 7).

Таким образом, происходит значительное перемещение материала подобно тому, как это случается при прокатке фольги или обработке ее молотом. Основные характерные черты рассматриваемого процесса следующие [72–79]. Этот эффект наблюдается в металлических сплавах (Ni_3N , $\text{Pd}_{80}\text{Si}_{20}$, $\text{Fe}_{85}\text{B}_{15}$, $\text{Ti}_{50}\text{Be}_{40}\text{Zr}_{10}$), изоляторах (SiO_2) и полупроводниках, если они находятся в аморфном состоянии. Эффект сильнее выражен при более высоких значениях электронного торможения и при более низких температурах облучения. На примере сплава $\text{Fe}_{85}\text{B}_{15}$ показано, что пластическая деформация не отжигается и при комнатной температуре. Эффект не имеет дозы насыщения. Чаще всего существует инкубационная доза облучения до начала пластической деформации материала. До достижения инкубационной дозы идет накопление дефектов, что и наблюдается в резисто-

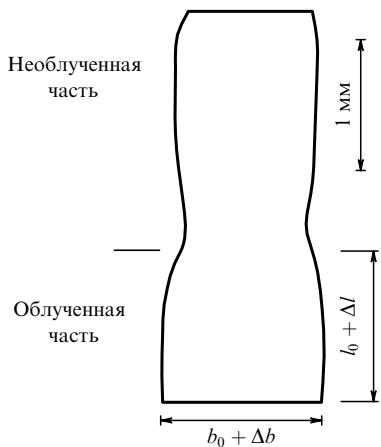


Рис. 6. Схематическое изображение эффекта пластического течения аморфных материалов при ионном облучении. b_0 , l_0 — начальные поперечный и продольный размеры образца, Δb , Δl — их приращения при облучении соответственно.

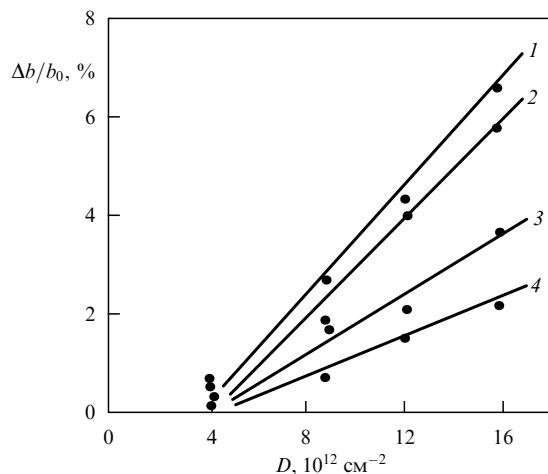


Рис. 7. Изменение поперечного размера образцов холдинокатаной фольги аморфного сплава Pd₈₀Si₂₀ при облучении их ионами Xe⁺ с $E = 1,34$ МэВ а.е.м.⁻¹ как функция дозы ионов [71] для толщины фольги: 1 — $b_0 = 2$ мкм, 2 — $b_0 = 4,5$ мкм, 3 — $b_0 = 7$ мкм, 4 — $b_0 = 8,1$ мкм.

метрических экспериментах. Приложенные внешние растягивающие напряжения существенно усиливают эффект, а сжимающие — подавляют его. Размещение относительно толстых маркерных слоев золота толщиной 20 нм и 100 нм между двумя аморфными слоями Ni₃B, каждого толщиной 1,5 мкм, не приводило к заметному изменению процесса пластической деформации в обоих случаях. Шероховатые поверхности стеклообразных материалов делаются более гладкими (зеркальными) при пластическом течении материала, вызванном ионным облучением.

Размещение кристаллических слоев Au и W толщиной от 20 до 900 нм между толстыми аморфными металлическими стеклами из Ni₃B (1–1,5 мкм) [76, 78] и облучение ионами Ti²²⁺ с $E = 500$ МэВ приводит к появлению эффекта радиационно-индуцированной ползучести в кристаллических слоях. Эффект не наблюдается в свободных кристаллических материалах. Здесь изменение толщины металлического слоя обусловлено не прохождением ионов через пленку, а вызывается пластической

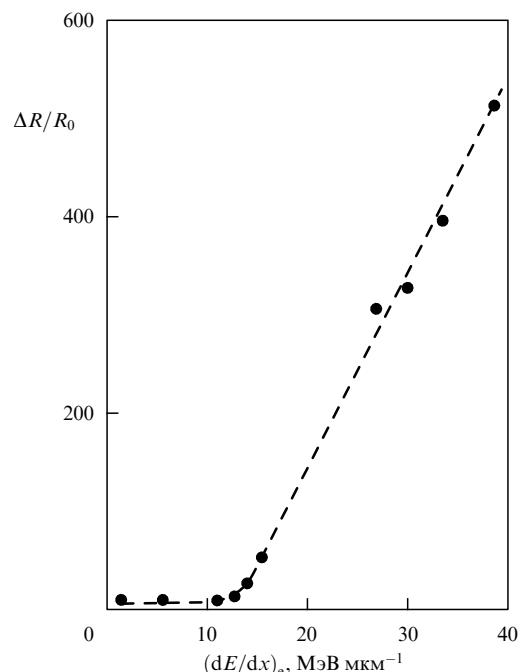


Рис. 8. Зависимость изменения электросопротивления образца Fe₈₅B₁₅ от величины электронного торможения (dE/dx)_e (облучение проводилось при $T = 90$ К, измерение — при $T = 77$ К).

деформацией, происходящей в смежных аморфных слоях. На основе изменения толщины пленки металла величина напряжения, создаваемого пучком быстрых тяжелых ионов в аморфном твердом теле, оценивается в 2 ГПа [76, 78].

С рассмотренным эффектом тесно связан наблюдаемый эффект резкого увеличения электросопротивления R при достижении пороговой дозы [72]. Как и пластическая деформация, последний эффект сильно зависит от величины (dE/dx)_e (имеется пороговое значение (dE/dx)_e). При малых дозах облучения (до инкубационной) $\Delta R/R_0$ (R_0 — электросопротивление до облучения, $\Delta R = R - R_0$) не зависит от направления облучения (угла φ между направлением ионного пучка и нормалью к мишени). После инкубационного периода существует зависимость $\Delta R/R_0$ по закону [72]:

$$\frac{\Delta R(\varphi)}{R_0} = \frac{\Delta\rho}{\rho_0} + \frac{2\Delta x(\varphi=0)}{x_0} (1 - 3 \sin^2 \varphi),$$

где ρ , ρ_0 — удельное сопротивление образца и соответствующее начальное значение, $\Delta\rho = \rho - \rho_0$, x , x_0 — размер образца вдоль направления ионного пучка и соответствующее начальное значение, $\Delta x = x - x_0$. Аналогичная зависимость величины пластического течения материала от угла облучения также наблюдается экспериментально [73].

Не существует строгой теоретической модели, описывающей эти процессы. Можно предположить, что роль аморфного материала заключается: а) в наличии достаточного свободного объема, обеспечивающего значительное перемещение массы; б) в уменьшении времени электрон-фононного взаимодействия на стадии релаксации возбужденной области. Наиболее благоприятной для сильных тангенциальных напряжений является схема развития трека, когда в его ядре формируется

полая область (или область с пониженной атомной плотностью), окруженная оболочкой с большим числом вкрапленных междуузельных атомов. Такие оболочки создают большие напряжения. С ростом дозы идет накопление подобных трековых областей (и напряжений) вплоть до покрытия ими всей поверхности образца (инкубационный период). Исходя из экспериментально определенной инкубационной дозы D_{inc} , рассчитывается размер трека R_{tr} :

$$D_{\text{inc}} = \frac{1}{\pi R_{\text{tr}}^2}.$$

Например, для ионов Xe с $E = 3$ ГэВ, бомбардирующих сплав Fe₈₅B₁₅ [73], $D_{\text{inc}} \approx 5 \times 10^{12}$ см⁻², отсюда получим $R_{\text{tr}} \approx 2,5$ нм. При низких температурах облучения ваканции неподвижны и процесс отжига дефектов заторможен. Продольные напряжения эффективно релаксируют на поверхностях образца, а тангенциальные могут релаксировать только при последующем облучении. При дальнейшем облучении мишени ионы, попадающие в сформированные трековые области, играют роль триггера для запуска процесса массовой диффузии атомов в поперечном направлении под действием тангенциальных сдвиговых напряжений, т.е. начинается пластическое течение материала. Этим объясняется зависимость $\Delta R/R_0$ и величины деформации от ориентации мишени к направлению пучка. Дополнительно прикладываемые растягивающие напряжения не изменяют инкубационную дозу, а только усиливают эффект при $D > D_{\text{inc}}$.

Описанная выше гипотеза предложена нами в [80]. В последние годы в ряде работ (см., например, [81–86]) индуцированный ионным облучением анизотропный рост поперечного размера образцов и релаксация напряжений в аморфных материалах описывается в терминах вязкого течения и релаксации сдвиговых напряжений в локально нагретых и нарушенных районах вблизи траекторий ионов. В этой полуколичественной теории локальный нагрев обеспечивается за счет сильных электронных возбуждений. В материалах с резкой зависимостью вязкости от температуры и концентрации дефектов (наподобие аморфных сплавов) быстрое увеличение температуры и концентрации дефектов приводит к радикальному уменьшению вязкости в малом объеме материала вблизи траектории быстрого тяжелого иона в течение очень короткого времени $t \sim t_{\text{ei}} \sim 10^{-11} - 10^{-12}$ с. Следовательно, высокие градиенты температуры, смещение первичных атомов и импульсы первичных атомов вблизи траектории иона могут вызвать пластическое течение материала в направлении, перпендикулярном направлению пучка ионов. Упругая энергия, запасенная в треке, вносит существенный вклад в движущую силу травления треков.

Наличие пороговых значений $(dE/dx)_e, \text{th}$ для релаксации напряжений и анизотропного роста обусловлено необходимостью формирования достаточно выраженного термопика, т.е. достаточно высокой локальной температуры в течение довольно продолжительного времени. Длительность инкубационного периода (инкубационный флюенс облучения) отражает скорость уменьшения вязкости аморфного материала. Он может быть более или менее длинным при низких $(dE/dx)_e$ и сокращается или вообще исчезает с ростом $(dE/dx)_e$. При увеличении температуры мишени релаксация напря-

жений растет, а скорость анизотропного роста уменьшается. Напряженные трековые области представляют собой своего рода мезоскопический зонд для анализа ползучести среды, окружающей треки.

4.3. Другие эффекты

Сильные электронные возбуждения вызывают ионно-лучевое перемешивание в слоистых структурах. Такой эффект наблюдался во многих двуслойных и многослойных системах металл–металл, металл–полупроводник [87–91], металл–диэлектрик [92].

Термические пики, создаваемые быстрыми тяжелыми ионами, могут быть движущей силой в перемешивании систем металл–керамика (Fe, Cu, Ni, Ti, Au, Ag)/(MgO, Al₂O₃, SiO₂, ZrO₂) и в увеличении межфазной адгезии, как и в случае термопиков, создаваемых каскадами атомных смещений для кэВ-МэВ-диапазона энергий [92, 93].

Качественная адгезия металлических покрытий на полимерах важна для создания многослойных электронных систем и микротехнологии. Высокое адгезионное сцепление получено (при облучении пучками ионов Ві с $E = 0,3 - 2,6$ ГэВ относительно низкими дозами от 10^7 до 10^{13} см⁻²) для двуслойной системы: медная пленка толщиной 300 нм на тефлоновой подложке [94].

Высокоэнергетической имплантацией ионов бора и фосфора ($E = 100$ МэВ) в магнитомягкие аморфные ферромагнитные сплавы Fe-Cu-Nb-Si-B и Fe-B-Si-C удается достичь высокой магнитной проницаемости [95]. Высокоэнергетической ионной имплантацией удается до нескольких раз увеличивать твердость на довольно больших глубинах [96, 97], полировать поверхность металлов или увеличивать эрозию их поверхности [98].

5. Процессы трекообразования в полупроводниках

Многочисленные эксперименты по исследованию дефектообразования в диэлектриках, металлах, сплавах и аморфных полупроводниках выявили их чувствительность к трекообразованию при облучении тяжелыми высокоэнергетическими ионами. Тем не менее условия формирования треков и их внутренняя структура (фазовый состав) в металлах, диэлектриках и полупроводниках, кристаллических и аморфных твердых телах, пленках и массивных образцах сильно различаются.

Особенно сложной является ситуация в случае облучения быстрыми тяжелыми ионами полупроводников. Облучение при комнатной температуре кристаллических кремния, германия и арсенида галлия быстрыми ионами на различных ускорителях мира не приводило к специфическим эффектам, вызываемым высокой интенсивностью электронных возбуждений [99–109]. Исследования, выполненные с помощью методов измерения электрического сопротивления, DLTS (deep level transient spectroscopy), холловских измерений, трансмиссионной спектроскопии, оптического поглощения, электронного paramagnитного резонанса (ЭПР) не выявили новых типов дефектов структуры. Эффективность образования дефектов или их отжига, стимулированного высоким уровнем электронных возбуждений, зависит от величины $(dE/dx)_e$ и скорости ионов. Эффективность дефектообразования в случае облучения тяжелыми быстрыми ионами в отличие от случаев электронного и нейтронного облучения зависит от типа полупроводника (Si, Ge,

GaAs). Например, в германии, на котором выполнено значительное число экспериментов с быстрыми ионами от кислорода до свинца [103, 108], когда $(dE/dx)_e$ изменялось от 5 до 35 кэВ нм⁻¹, не обнаружено каких-либо важных эффектов высоких электронных возбуждений. Аналогичные выводы приведены в работах по GaAs [109, 110]. Однако эффективность дефектообразования в кремниевой подложке тяжелыми быстрыми ионами приблизительно в 15 раз выше, чем при электронном облучении [109]. В случае нейтронного облучения такой разницы не наблюдается. Константы поврежденности для нейтронного и электронного облучения соотносятся как сечения упругих процессов [108].

Удельные потери энергии $(dE/dx)_e$ для любых однодиатомных ионов в кремнии не превышают 28 кэВ нм⁻¹. Однако недавние эксперименты [111, 112] по облучению кристаллического кремния ионами фуллеренов C₆₀²⁺ с E = 30 МэВ, $(dE/dx)_e$ = 48 кэВ нм⁻¹ и с E = 40 МэВ, $(dE/dx)_e$ = 57 кэВ нм⁻¹ выявили формирование треков с входными диаметрами 8,4 нм и 10,5 нм. Диаметр треков остается постоянным до глубины ≈ 80–100 нм [111], а на больших глубинах постепенно уменьшается. Очень часто треки оканчиваются серией ориентированных вдоль траектории иона капелек нарушенного материала (прерывистая часть треков).

Ограниченнная глубина, на которой наблюдаются треки, в основном обусловлена ядерным рассеянием компонентов фуллеренового кластера на атомах тормозящей среды и их разлетом. Компоненты кластера имеют полный пробег около 1 мкм. Вторым менее важным фактором раз渲ла фуллереновой молекулы является кулоновское расталкивание ее фрагментов (ионов углерода) из-за ионизации атомов углерода (эффективный заряд фуллеренового комплекса). Пороговые потери энергии $(dE/dx)_e$ для образования треков в Si⁺ составляют ≈ 30 кэВ нм⁻¹.

Таким образом, на основе результатов этих исследований можно выдвинуть гипотезу, что и в кристаллах Ge и GaAs при более высоких потерях энергии ионов треки могут наблюдаться. При облучении полупроводников ионами фуллеренов плотность выделенной энергии вблизи их траектории (на корреляционной длине) очень велика, так как максимальные пробеги r_{\max} δ-электронов составляют всего 1,9 и 2,7 нм для C₆₀ с энергией E = 30 и 40 МэВ соответственно, в то время как для иона ²³⁸U с E = 1 ГэВ r_{\max} = 1050 нм. Следовательно, вся выделенная энергия локализуется вблизи траектории фуллеренового иона. Это важный момент при описании трекообразования в полупроводниках, облучаемых ионными кластерами.

При облучении кремния и германия моноатомными ионами треки наблюдаются только в том случае, когда исходный материал находится в аморфном или очень дисперсном монокристаллическом состоянии [113, 114] (рекристаллизация материала вдоль траектории иона). Исследования выполнялись при весьма специфических условиях: мишени представляли собой напыленные пленки толщиной 5 нм с очень малым размером зерен, обычно 1 нм [113]. В таких образцах ионы Au с энергией 207 МэВ и $(dE/dx)_e$ = 17 кэВ нм⁻¹ создают прерывистые треки диаметром 7 нм. Эти результаты могут быть объяснены на основе модели термических пиков с учетом двух факторов: 1) температура плавления аморфного (и, по-видимому, ультрадисперсного) кремния

понижается на 200–250° (см. раздел 3); 2) в то же время константа электрон-фононного взаимодействия возрастает (уменьшается время электрон-фононной релаксации). Генерация треков в тонких пленках ультрадисперсных материалов стимулируется также сильным ограничением разноса выделенной энергии по объему из-за близости границ зерен и поверхностей. В аморфном кремнии и германии треки состоят из малых рекристаллизованных частиц (прерывистые треки) [114]. Пороговые значения $(dE/dx)_e$ для трекообразования составляли 5 кэВ нм⁻¹ для Ge и 15 кэВ нм⁻¹ для Si.

В ряде работ по облучению полупроводников быстрыми тяжелыми ионами рассматривается отжиг дефектов, предварительно созданных облучением легкими ионами. Так, в монокристаллическом кремнии наблюдался эффект сильного отжига дефектов, введенных ранее протонами, когда облучение проводилось ионами Xe с E = 340 МэВ и флюенсом 10¹² см⁻² [115]. В монокристаллах Ge, GaAs и GaP *in situ* также регистрировалось подобное устранение нарушений [103, 116–118], которое хорошо коррелировало с высокими значениями энергии, выделенной в электронную подсистему. В то же время результаты работы [119] свидетельствуют, что имплантация ионов Si с E = 90 МэВ в кремний с флюенсами в интервале (1,25–5) × 10¹⁴ см⁻² приводит к созданию значительного числа дефектов, и даже при самом высоком флюенсе ионов не наблюдается эффект отжига созданных дефектов. Таким образом, процессы формирования дефектов или их отжига и формирование треков за счет электронных возбуждений зависят от уровня этих возбуждений и плотности энергии, выделенной на электронные возбуждения около траектории иона (рис. 9).

До сих пор методами прямого разрешения не обнаружено формирования скрытых треков в таких широкозонных полупроводниках, как алмаз и α-SiC. Монокристаллы α-SiC облучались ионами Xe с E = 5,5 ГэВ дозами до 10¹⁴ см⁻² [120]. Методами ПЭМ не обнаружено протяженных дефектов в облученных образцах.

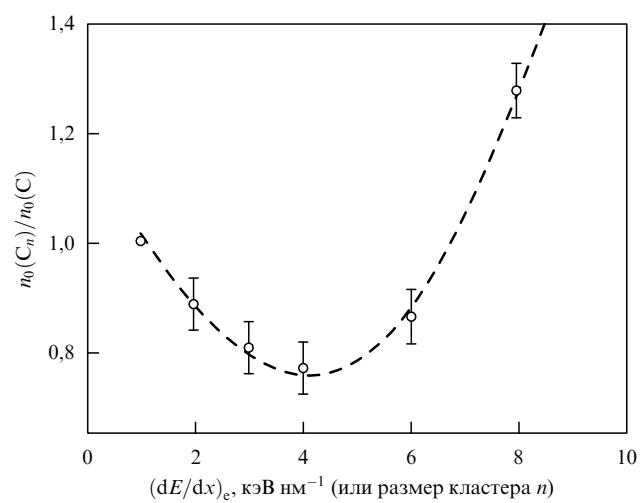


Рис. 9. Эволюция эффективности генерации дефектов на кластер как функция энергии, выделенной в электронную подсистему, или функция n — числа атомов, составляющих кластер, в кремнии, облученном углеродными кластерами C_n (n = 1–8) при постоянной скорости 0,8 МэВ с⁻¹ [111]. n₀ — эффективность генерации дефектов на кластер.

Тем не менее после отжига при $T = 1373$ К наблюдалось появление значительного числа дислокационных петель. Наконец, ПЭМ-исследования сложной керамической матрицы $\text{SiC}_f\text{-SiC}$, облученной при $T = 300$ К быстрыми ионами Xe с флюенсами до 10^{15} см^{-2} , выявили [121] аморфные зоны, локализованные в межфазных областях, а также непосредственно в волокнах. Скрытые треки наблюдались также вблизи межфазной границы между SiC_f -волокном и SiC -матрицей.

В работах белорусских ученых [122–126] методами ЭПР и фотолюминесценции изучались типы точечных дефектов, генерируемых быстрыми тяжелыми ионами в алмазе и кубическом нитриде бора. Определена собственная, непосредственная роль электронных возбуждений в формировании некоторых типов точечных дефектов, исследовано совместное влияние упругих и неупругих процессов на образование простых дефектов и их распределение по глубине кристалла, кроме того, в изучаемых материалах с помощью метода катодолюминесценции обнаружены фазы высокого давления. В кубическом нитриде бора фазы высокого давления выявлены при облучении ионами Ne, Co, Xe с энергией около 1 МэВ а.е.м.⁻¹ [122]. Величина давления оценивалась по спектральному сдвигу узкой безфоновой линии фотolumинесценции радиационных центров RC.

Авторы работ [122–126] методом ЭПР регистрировали формирование трекоподобных одномерных нететраэдрических структур (каналов) вдоль траектории иона при высокозергетическом ионном облучении. Каналы обладают высокой электропроводностью и диффузионной эффективностью для примесных атомов. Наличие внедренных атомов на глубинах, значительно превышающих длину среднего проецированного пробега ионов R_p , связывалось с особенностями таких трековых областей. Предполагалось, что наноразмерная область вблизи траектории иона характеризуется пониженной плотностью атомов, а периферия — повышенной плотностью атомов матрицы (фазы высокого давления). Каналы обеспечивают возможность повышенной диффузионной подвижности примесных атомов при достаточно низких температурах, не характерных для диффузии атомов в алмазе и кубическом нитриде бора, а также возможность захвата части ионов в подобные каналы, созданные на более ранних стадиях облучения (длинно-пробежные хвосты в распределениях атомов по глубине кристалла) [123]. Ответственными за формирование каналов могут быть механизмы кулоновского взрыва либо генерация ударных волн.

Весьма иллюстративными и интересными являются результаты работы [127], в которой методом микроскопии высокого разрешения в монокристаллическом GeS, имплантированном тяжелыми ионами с энергиями 5,9–13 МэВ а.е.м.⁻¹, выявлены скрытые эллиптические треки (рис. 10) с аморфным ядром. Вокруг треков наблюдаются контрастные области, связанные с созданными напряжениями в окружающей матрице. Размеры трека вдоль двух осей эллипса относятся как 21,2 нм к 18 нм, что соответствует обратной пропорции постоянных решетки для GeS ($a/c = 1,175$).

В соответствии с этими результатами можно представить трек в широкозонных полупроводниках как многовакансационное ядро, окруженное оболочкой, обогащенной междуузельными атомами. Кристаллическая оболочка, окружающая трек иона, может быть подвер-

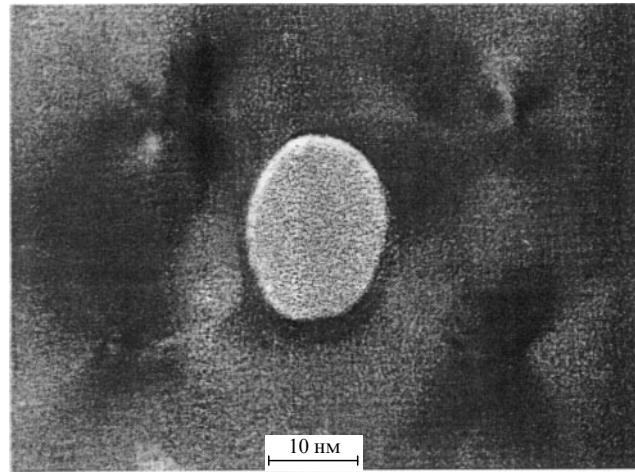


Рис. 10. Электронно-микроскопическое изображение высокого разрешения индивидуального трека в GeS, вызванного прохождением иона урана с $E = 5,6$ МэВ а.е.м.⁻¹ [127]. Размер аморфной области $21,8 \times 15$ нм. Трек окружен четырьмя областями контраста напряжений.

жена сильным сжимающим напряжением [122, 127–131]. Такая геометрия треков очень благоприятна для образования твердых фуллеренов в углеродсодержащих материалах (алмаз, графит и полимеры) [132].

В работе [133] впервые представлены экспериментальные результаты для электронной температуры в центре скрытых треков, определенные из спектров с высоким разрешением возбуждаемых оже-электронов. Экспериментальные температуры сравнивались с результатами расчетов в рамках модели термопика (рис. 11) для быстрых ионов с $E = 5$ МэВ а.е.м.⁻¹ в аморфных самоподдерживающихся углеродных пленках. Эти температуры характерны для времени около 11 фс после прохождения частицы. Из рисунка 11 следует, что температуры, рассчитанные согласно модели термо-

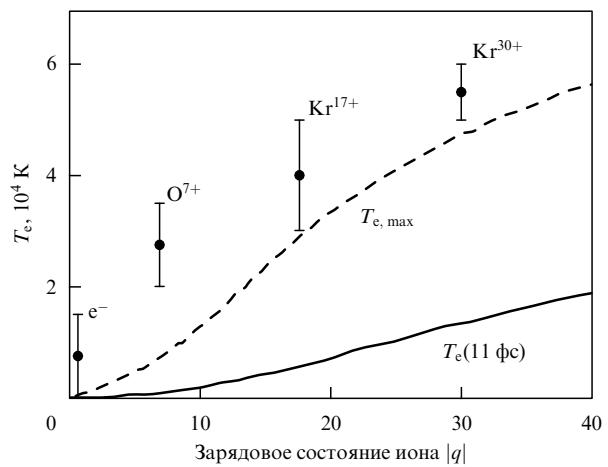


Рис. 11. Экспериментально определенные электронные температуры в аморфном углероде как функция заряда начальной частицы для энергии налетающего иона 5 МэВ а.е.м.⁻¹ в сравнении с результатами модели термопика [37]: • — экспериментальные данные, сплошная кривая — результаты вычислений по модели термопика, штриховая кривая — оценки максимальных температур по модели термопика для момента времени $t = 0$.

тика, существенно ниже реальных электронных температур. Это обусловлено либо недостаточно точным описанием зависимости источника теплоты как функции времени и положения, либо переоценкой теплоемкости данного материала в модели термического пика.

6. Трековая миграция атомов и трековое каналирование ионов

Наблюдаются специфические эффекты, присущие трекам в широкозонных полупроводниках. К ним следует отнести миграцию примесных атомов вдоль треков [122] и каналирование ионов в треках, сформированных на предыдущих стадиях облучения [123, 134]. Структура треков с пониженной атомной плотностью, подобная "трубке", может обуславливать ускорение диффузии.

Известно, что в алмазах диффузия примесей происходит при температурах выше 2000 °С. Следовательно, появление диффузии на больших расстояниях от поверхности образца при более низких температурах можно объяснить влиянием специфических структур, сформированных при прохождении ионов, на увеличение подвижности атомов. Это подтверждается в экспериментах по облучению алмаза и кубического нитрида бора быстрыми ионами [122]. Эффекты трековой миграции проиллюстрированы на рис. 12. Здесь сравниваются два профиля распределения атомов гелия, имплантированных в алмаз с энергией 300 кэВ (рис. 12а) и 200 кэВ (рис. 12б) и затем отожженных при $T = 1000^\circ\text{C}$.

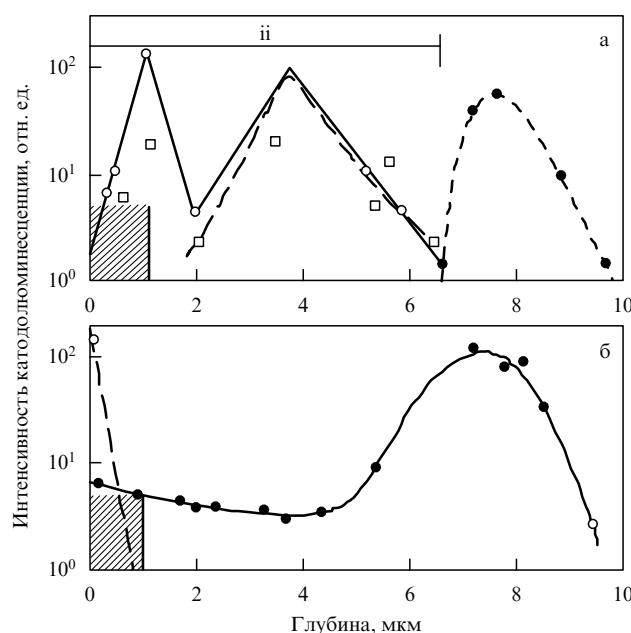


Рис. 12. Трековая миграция в алмазе, облученном ионами Xe^+ с $E = 124 \text{ МэВ}$. Представлены распределения по глубине гелий-содержащих центров с $\lambda = 536,5 \text{ нм}$ (\circ) и с $\lambda = 560,5 \text{ нм}$ (\square) и ксенон-содержащих центров с $\lambda = 816 \text{ нм}$ (\bullet), регистрируемых методом катодолюминесценции для образцов: (а) облученных при комнатной температуре ионами ксенона и затем ионами гелия с $E = 300 \text{ кэВ}$ с последующим отжигом при $T = 1000^\circ\text{C}$; (б) облученных ионами Xe^+ при $T = 1350^\circ\text{C}$ и затем при комнатной температуре ионами гелия с $E = 200 \text{ кэВ}$ с последующим отжигом при $T = 1000^\circ\text{C}$. Слой ii содержит треки. Штриховая кривая — теоретические расчеты для слоя, содержащего имплантированный гелий. Штриховкой показан слой, в котором содержится имплантированный гелий в случае отсутствия предварительного облучения.

Если образцы алмаза предварительно облучались ионами He с энергией 1 МэВ а.е.м.⁻¹, то атомы гелия мигрируют при $T = 1000^\circ\text{C}$ на глубину до 6 мкм. Как видно из рис. 12, миграция гелия эффективна только в трекосодержащих слоях, поскольку атомы гелия не проникают на глубины, где начинается слой материала, содержащий внедренные атомы ксенона и богатый дефектами. Первый пик в профиле распределения гелия характеризует первоначальное распределение имплантированного гелия, второй пик соответствует распределению атомов гелия, захваченных в треки и затем мигрирующих вдоль них. Механизм трековой миграции может быть использован для объяснения появления длинного "хвоста" в распределении атомов ксенона, направленного к поверхности, когда облучение выполнялось при 1350°C . Если же облучение образцов ионами ксенона проводилось при комнатной температуре, то последующая термообработка не приводила к перераспределению атомов ксенона из ионно-имплантированного слоя. Авторы работы [122] предполагают, что часть атомов ксенона, имплантированных в подогретую решетку, не имеет достаточного времени для попадания в стабильные положения и, следовательно, мигрирует вдоль треков к поверхности образца.

На основании выполненных исследований по изучению радиационно-стимулированной диффузии примесей в монокристаллах кремния и алмаза [122, 135] напрашивается вывод о том, что после прохождения тяжелого быстрого иона образуется сильно деструктуризованная область — трек, по которому возможна диффузия примесей. Это обстоятельство имеет важное значение для практики, так как позволяет вводить примеси после облучения тяжелыми ионами посредством обычных диффузионных процессов при повышенной температуре. При этом плотность упаковки легированных наноразмерных цилиндрических областей достигает 10^{12} см^{-2} . Указанный подход является прообразом трековой наноэлектроники для электронных и оптоэлектронных приборов.

Возможным подтверждением наличия треков при высокоенергетической ионной имплантации может быть также эффект глубокого проникновения части ионов, захваченных в ранее созданные треки. Действительно, трудно представить, что каналы с уменьшенной атомной плотностью (а в некоторых материалах — почти полые каналы) не влияют на прохождение быстрых ионов, особенно, если каналы ориентированы строго вдоль направления падающего пучка ионов. Очевидно, что движение высокоенергетических ионов через треки характеризуется пониженным электронным торможением. В результате будет наблюдаться более глубокое проникновение ионов, захваченных в треки, по сравнению с проникновением ионов, движущихся в неповрежденной матрице. Глубокое проникновение ионов приводит к значительному увеличению ширины финального распределения имплантированных атомов. Если ионные треки представляют собой практически пустые отверстия, подобные наблюдавшимся в работе [136], то можно ожидать удвоения стандартной глубины проникновения ионов R_p .

Этому эффекту присущи следующие основные черты. Во-первых, более глубокое проникновение примесей проявляется при флюенсах, превышающих пороговый флюенс. Во-вторых, более глубокое проникновение

ионов формирует специфический "хвост" в распределении внедренных атомов. Обычно же для высокоэнергетических ионов характерны δ -образные брэгговские распределения внедренных атомов с резким спадом профиля в глубь кристалла. Когда флюенс ионов достигает приблизительно $10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-2}$, вся облучаемая поверхность покрывается треками, и вероятность захвата последующих падающих ионов в треки становится значительной.

Компьютерное моделирование проникновения высокоэнергетических ионов в твердые тела [137–141] показало, что среди эффектов, характерных для высокоэнергетической ионной имплантации, именно флуктуации зарядовых состояний и кристаллографическое канализирование ионов существенно влияют на профили имплантированных атомов и радиационных дефектов. Тем не менее учет только этих факторов не может объяснить экспериментальные данные из [123, 140]. Более адекватное описание этих данных достигается, когда учитывается канализование ионов вдоль треков.

Канализование ионов по трекам отчасти подобно обычному аксиальному кристаллографическому канализированию. Для описания движения быстрых ионов в таких треках нами адаптирована [123] низкоэнергетическая версия уравнения Фоккера–Планка, разработанная Белошицким и Кумаховым [142] для канализирования протонов и α -частиц в кристаллах:

$$\frac{dF(x, E_{\perp})}{dx} = \frac{d}{dE_{\perp}} \left[S(E_{\perp}) D(E_{\perp}) \frac{d}{dE_{\perp}} \frac{F(x, E_{\perp})}{S(E_{\perp})} \right] - \\ - \frac{d}{dE_{\perp}} \left[\left(\frac{dE_{\perp}}{dx} \right)_{\text{loss}} F(x, E_{\perp}) \right], \quad (6.1)$$

где $F(x, E_{\perp})$ — функция распределения канализированных ионов по поперечным энергиям E_{\perp} на глубине x ; $D(E_{\perp})$, $(dE_{\perp}/dx)_{\text{loss}}$ — коэффициент диффузии и дрейфовая скорость для поперечной энергии соответственно; $S(E_{\perp})$ — сечение канала, доступное для ионов с энергией E_{\perp} . Прохождение ионов, деканализированных из треков, описывается транспортным уравнением Больцмана [139].

Результаты моделирования представлены на рис. 13. Для реалистичного описания экспериментальных результатов должны учитываться как эффект трекового канализирования, так и эффект флуктуации зарядовых состояний. На финальном распределении наблюдается структура с двумя пиками концентрации. Второй пик обусловлен трековым канализированием. Численное решение уравнения (6.1), показало, что эффект канализирования вдоль треков сильно зависит от радиуса трека R_{tr} , концентрации дефектов (рассеивающих центров) N_d внутри трека и длины канализирования внутри трека L_{tr} . Для оценки параметров R_{tr} , N_d и L_{tr} могут быть использованы только экспериментальные данные по профилям распределения внутренних атомов и радиационных дефектов. Для получения результатов, приведенных на рис. 13, использовались следующие значения параметров: $R_{\text{tr}} = 0,6 \text{ нм}$, $N_d = 0,002N_a$ и $L_{\text{tr}} = 3 \text{ мкм}$ (N_a — атомная плотность). Можно отметить хорошее соответствие результатов расчета экспериментальным данным.

Профиль радиационных повреждений, измеренный для кремния, облученного ионами Kr с $E = 377 \text{ МэВ}$ [123] и флюенсом $4 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$, выявил аналогичные

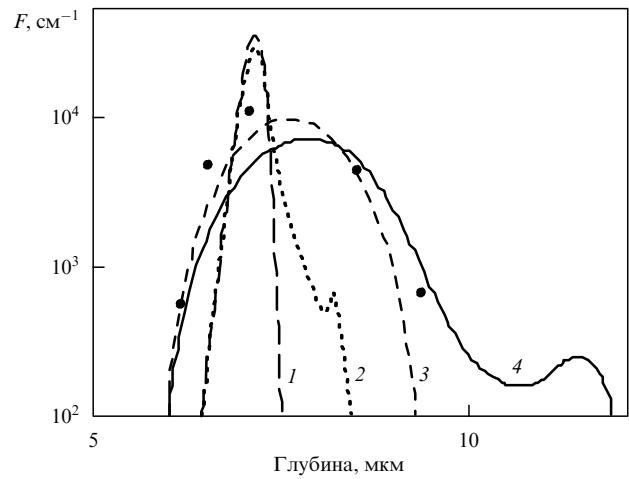


Рис. 13. Глубинные распределения имплантированных атомов в алмазе, облученном ионами Xe^+ с $E = 130 \text{ МэВ}$: 1 — стандартные вычисления; 2 — с использованием транспортного уравнения Больцмана и с учетом движения частиц в треках; 3 — учитывается только эффект флуктуации зарядовых состояний; 4 — оба эффекта учтены; • — эксперимент [143]. Все распределения нормированы на 1.

особенности. Наиболее заметной характерной чертой в распределении нарушений является плечо на глубине 50 мкм, которое распространяется на 10 мкм от главного пика распределения. Теоретическое описание такого плеча при учете эффекта канализирования ионов в треках выполнено в [123] при значениях параметров: $R_{\text{tr}} = 0,9 \text{ нм}$, $N_d = 0,02N_a$ и $L_{\text{tr}} = 30 \text{ мкм}$.

Следовательно, принципиальным результатом влияния канализирования ионов по трекам на профили имплантированных примесей и радиационных дефектов является более глубокое проникновение части ионов, вызывающее появление значительного "хвоста" концентрации (в некоторых случаях двухпикововой структуры), направленного в глубь кристалла. Эффект флуктуации зарядового состояния ионов проявляется в значительном расширении имплантационных профилей вблизи проецированного пробега ионов. Средний путь ионов, в режиме канализирования в треках, в алмазе составляет около $1/2 R_p$. Теоретически оцененная плотность атомов вблизи трековой области составляет от 0,5 % до 2 % начальной атомной плотности в матрице. Вероятность деканализирования легких ионов из треков оказывается в 5–10 раз более высокой, чем тяжелых ионов. Такое значительное различие эффективности деканализирования, очевидно, связано с различной структурой скрытых треков, создаваемых легкими и тяжелыми ионами.

В недавней работе Биро с коллегами [144] сообщается о формировании углеродных нанотрубок (УНТ) при облучении образцов из высокоориентированного пиролитического графита тяжелыми ионами с $E > 100 \text{ МэВ}$. Индивидуальные УНТ длиной в несколько микрон наблюдались с помощью силовой атомной микроскопии и сканирующей тунNELной микроскопии внутри или вокруг кратеров, где плотные ядерные каскады (так называемые каскады по Бринкмену) пересекали поверхность образцов и создавали обширные области распыления. Часто одна или несколько нанотрубок возникало из кратера распыления. Следовательно, используя технику высокоэнергетических ионных пучков, можно

простым способом создавать УНТ. Обычно УНТ формируются в рамках процедур электрического разряда, лазерной аблации или каталитической декомпозиции углеводородов [54]. В первых двух технологиях рост УНТ происходит в высоковозбужденной углеродной плазме, генерируемой при высоких температурах ($T \geq 1000^{\circ}\text{C}$).

7. Трекообразование в кристаллах InP

7.1. Процессы трекообразования в кристаллах InP при комнатной температуре

Наиболее обстоятельные и широкие исследования трекообразования в полупроводниках A_3B_5 выполнены в случае облучения монокристаллов InP высокоэнергетическими ионами Xe и Kr [109, 145–150]. Детальные исследования методом ПЭМ поперечного сечения кристаллического InP, облученного ионами Xe с $E = 250$ МэВ и флюенсом $7 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ при комнатной температуре, выявили (рис. 14) следующие основные характерные черты в распределении нарушений по глубине кристалла [109, 146, 147]. В результате облучения ксеноном в InP создаются две базовые зоны нарушений. Первая зона формируется на глубине между 19 мкм и 21 мкм и представляет собой слой сильно нарушенного InP, состоящий из аморфных и кристаллических областей и по положению совпадающий с максимумом упруго выделенной энергии. Вторая приповерхностная зона до глубины около 10 мкм содержит скрытые треки с диаметром от 7 до 15 нм. Треки представляют собой непрерывные прямые цилиндры длиной в несколько микрон (создаются предпочтительно на глубине от 100 до 7 мкм) или вытянутые дефекты, похожие на цепочку жемчужин, расположенные вдоль траектории ионов на глубинах от 35 до 100 нм и от 7 до 10 мкм. Тем не менее к наиболее интересным результатам этих работ следует отнести: зарегистрированные, практически свободные от дефектов поверхностные слои, толщиной около 35 нм и максимальную плотность треков (около $2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ на глубине ≈ 3 мкм), которая значительно меньше, чем флюенс ионов — $7 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Кроме того, показано, что при флюенсах ионов Xe с $E = 250$ МэВ меньших $5 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ непрерывные треки не формируются — детектируются только малые дефекты и кластеры. На основе полученных данных была предложена модель трекообразования в InP [145, 147], которая, в свою очередь, базируется на приближении термопиков и предполагает плавление материала вокруг траектории иона до глубин, на которых электронные потери энергии превышают критическое значение $(dE/dx)_{e,th}$ [151, 152]. Критические потери энергии зависят от материала мишени (а также от степени совершенства кристаллической структуры) и отражают эффективность механизма, который преобразует энергию электронных возбуждений в движение атомов, по сравнению с эффективностью конкурирующих механизмов, ответственных за диссиляцию энергии возбуждений. Показано, что критическое значение электронных потерь энергии для трекообразования в кристаллическом InP [145, 147] составляет ≈ 13 кэВ нм $^{-1}$.

Особенности процесса затвердевания расплава, создаваемого вокруг траектории иона, в работах [145, 147] предлагают рассматривать в качестве второго

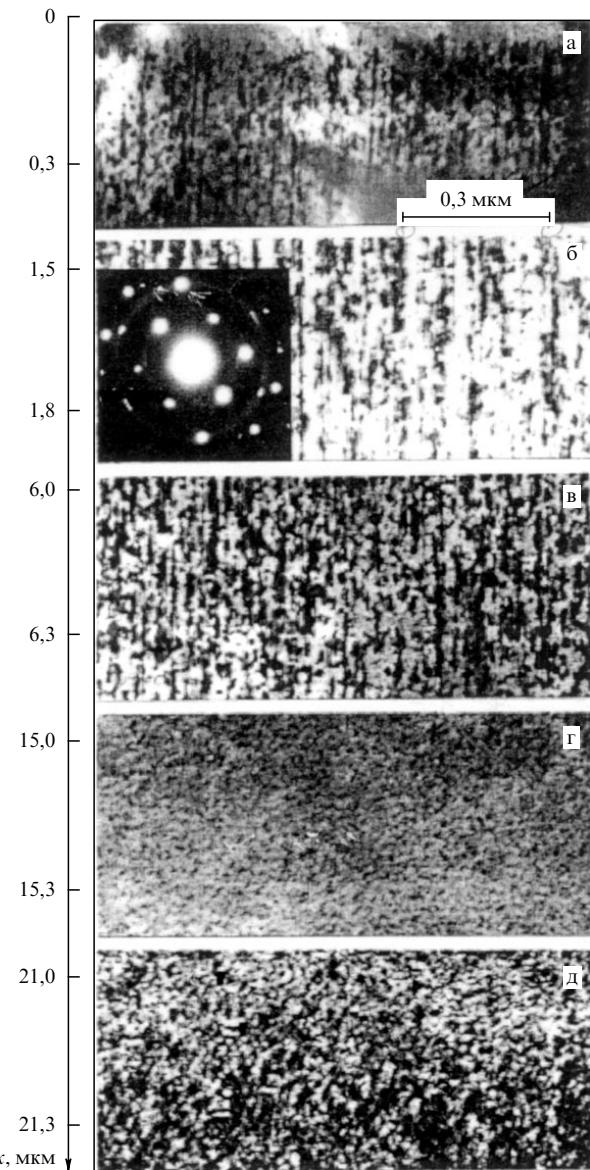


Рис. 14. Светлопольные изображения XTEM (Cross-sectional transmission electron microscopy) для InP, имплантированного ионами Xe^+ с $E = 250$ МэВ и флюенсом $7 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$, полученные на различных глубинах. На рисунке б приведена также соответствующая дифракционная картина.

критерия трекообразования. Расплавление трека сопровождается быстрым охлаждением и рекристаллизацией окружающей матрицы. В исходном образце расплавленные ядра окружены совершенным кристаллом, и в течение процесса закалки термопика должна происходить эпитаксиальная рекристаллизация. Однако рекристаллизованная область не совсем совершенна, в ней остается определенное число точечных дефектов и комплексов дефектов, как это наблюдалось после расплавления GaAs лазерными импульсами [153]. Когда на кристалл падают последующие ионы, эпитаксиальная рекристаллизация трековых областей может не достигаться, так как окружающий кристалл уже не совершенен. При дальнейшем облучении скорость рекристаллизации может стать значительно меньшей, чем скорость затвердевания, что приводит к "замораживанию" достаточно непрерывного аморфного трека.

Модель, предложенная в [145, 147], способна объяснить наблюдаемое различие между плотностью треков и флюенсом ионов, а почти бездефектный тонкий приповерхностный слой может быть интерпретирован как вызванный усиленным отжигом дефектов, который препятствует накоплению дефектов в слое вблизи поверхности. Следует отметить, что накопление дефектов в кристалле InP по мере облучения будет стимулировать также увеличение коэффициента электрон-фононной связи, или уменьшение времени электрон-фононной релаксации в модели термопика. Последнее обстоятельство приводит к увеличению температуры в трековой области и расплавлению этой области даже при $(dE/dx)_e < (dE/dx)_{e,th}$. Влияние предварительного введения дефектов на процесс трекообразования может рассматриваться как хорошее доказательство состоятельности обсуждаемой модели.

В эксперименте [148] нарушенный слой в массивном образце из кристаллического InP создавался предварительной имплантацией атомов кремния Si^+ с энергией 1 МэВ и флюенсом $2,5 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ при температуре жидкого азота. Последующее облучение ионами Xe с $E = 250$ МэВ выполнялось до флюенса $7 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, т.е. на порядок меньшего, чем критический флюенс для трекообразования в ненаруженном InP. Электронно-микроскопические исследования выявили формирование треков на глубине около 1 мкм, которая соответствовала максимуму упруго выделенной энергии для ионов Si^+ с $E = 1$ МэВ. При флюенсах ионов Xe от $5 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ и более формируются два аморфных слоя: первый — на глубине от поверхности до 10 мкм, а второй — на глубине 19–21 мкм, т.е. вблизи R_p .

7.2. Эволюция нарушений в кристаллическом InP, облучаемом ионами ксенона при различных температурах

В литературе практически не обсуждается роль температуры облучаемых кристаллов полупроводников и диэлектриков в процессах трекообразования. Эксперименты обычно выполняются при комнатной температуре и редко при температуре жидкого азота.

На рисунке 15 представлены результаты ПЭМ-исследований кристаллов InP, облученных ионами Xe с $E = 250$ МэВ при различных температурах. Светлопольные изображения образцов, приготовленных по методике поперечного сечения, получены приблизительно для одинаковой глубины в 3 мкм. Из снимков видно, что непрерывные треки формируются при облучении при комнатной температуре (рис. 15а) и отсутствуют в случае облучения при температуре жидкого азота (рис. 15б) и в подогретом до $T = 130^\circ\text{C}$ состоянии (рис. 15в). После горячей имплантации выявляются только разделенные вытянутые дефекты, случайным образом расположенные вдоль траектории иона и напоминающие цепочку жемчужинок. Исследование нарушений при более высоком увеличении позволяет выявить совершенно различную природу дефектов в образцах, облученных при высокой и низкой температурах. Междоузельные дислокационные петли (ДП) со средним размером ≈ 10 нм, дефекты упаковки (ДУ) малого размера и микродвойники (МД) со средним размером $\approx 10 - 30$ нм образуются именно в образцах, облученных при $T = 130^\circ\text{C}$ (рис. 16б). Очевидно, сильный отжиг первично созданных дефектов (точечных дефектов, комплексов точечных дефектов и

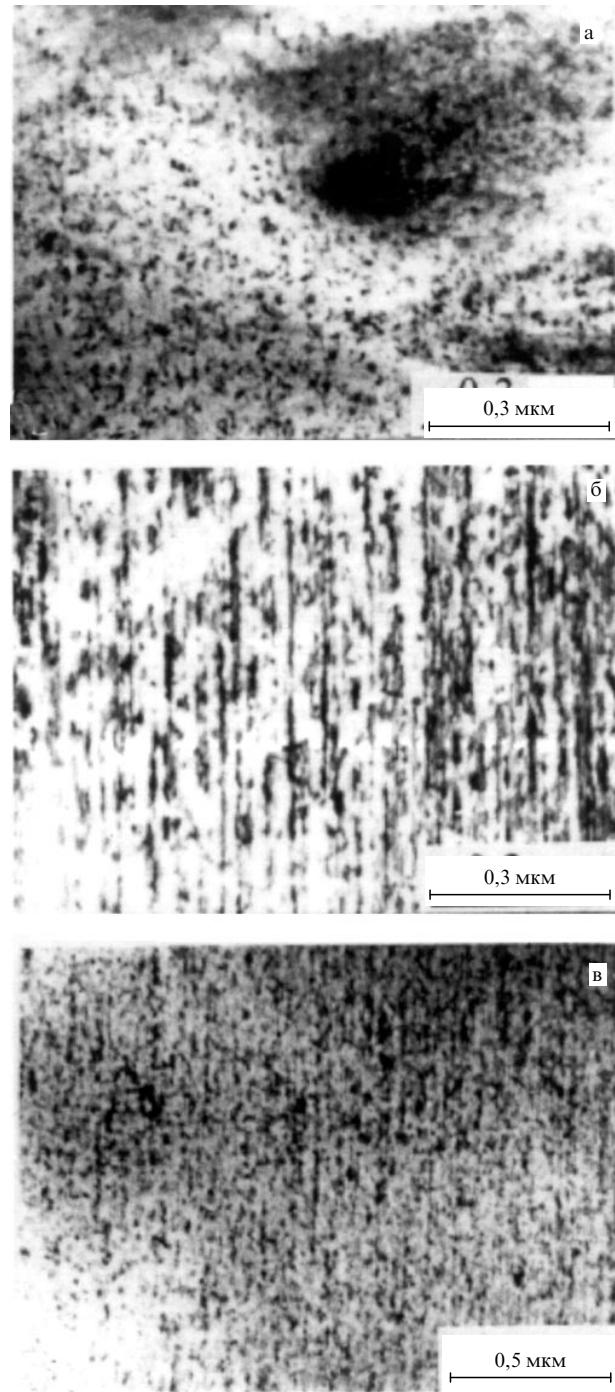


Рис. 15. Светлопольные изображения для InP, имплантированного ионами Xe^+ с $E = 250$ МэВ при различных температурах: при температуре жидкого азота (а) и при комнатной температуре (б) при флюенсе 7×10^{12} ; при $T = 130^\circ\text{C}$ и флюенсе $7 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ (в).

т.д.) сопровождается их трансформацией в более стабильные дефекты дислокационного типа *in situ* в процессе ионного облучения. Эти наблюдения снова убедительно подтверждают базисную идею модели, предложенную в [145, 147], которая заключается в том, что треки образуются в результате солидификации расплавленной трубки в сильно нарушенной окружающей матрице. Наоборот, образцы, облученные как при низкой, так и при комнатной ($T_{\text{комн}}$) температурах, содержат дефекты с аморфными ядрами. Причина, почему непрерывные

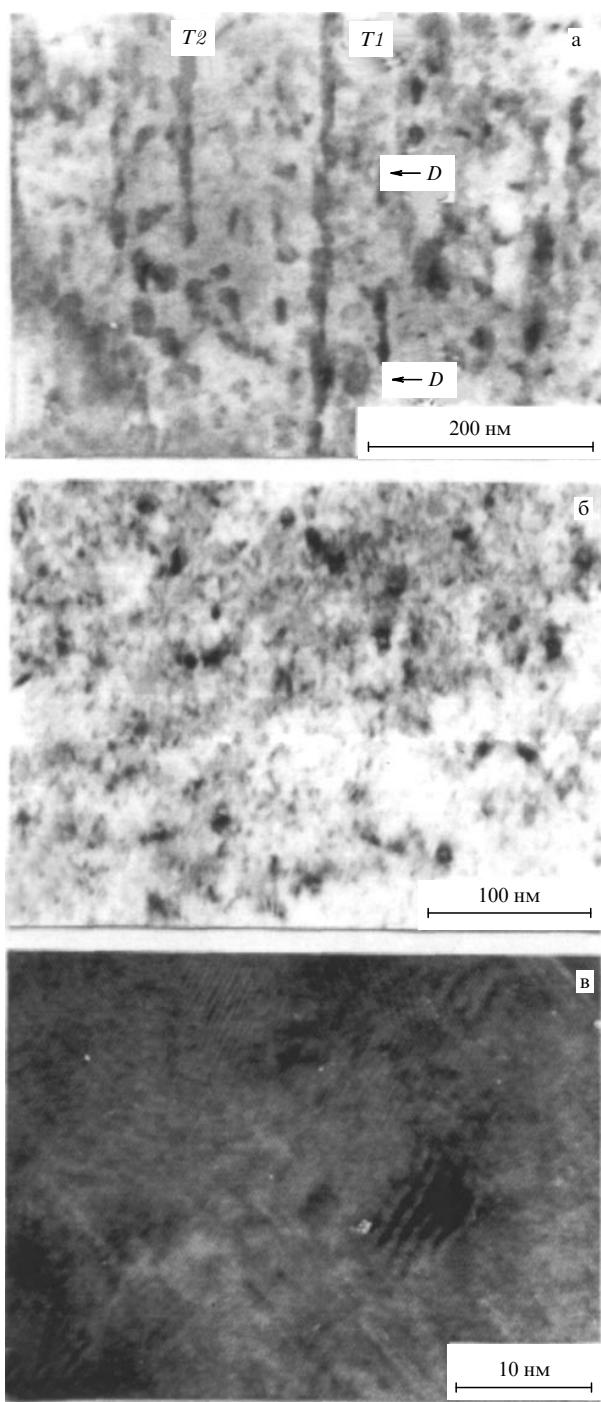


Рис. 16. Увеличенные светлопольные изображения образцов (рис. 15а, в): (а) соответствует рис. 15а; (б) — рис. 15в. Изображение структуры области темного контраста, обозначенной как D на рис. а, полученное микроскопией высокого разрешения (в).

треки образуются при $T_{\text{комн}}$, но не формируются при температуре жидкого азота $T_{\text{ж.аз}}$ (80 К), пока не понятна и требует более детальных исследований. Мы предполагаем, что этот эффект связан с тем, что термопроводность InP при $T_{\text{ж.аз}}$ приблизительно в 7 раз больше термопроводности при $T_{\text{комн}}$ [154], поэтому плавление трека может быть подавлено из-за сильной диссипации энергии электронных возбуждений в большой области кристалла. Нами проводится проверка высказанного предположения в рамках модели термопика из [36].

7.3. Морфология трековых областей

Увеличенное светлопольное ПЭМ-изображение индивидуальных треков для InP, облученного при $T_{\text{комн}}$, выявляет его сложную внутреннюю и внешнюю морфологию (рис. 16а). Из рисунка видно, что диаметр трека вдоль его длины изменяется в пределах 7–15 нм (см. трек, обозначенный как $T1$). Установлено, что толстые сегменты трека обычно сопровождаются более выраженным темным контрастом в окружающей матрице (помечено как D на треке $T1$). Кроме того, несколько толстых секторов трека совпадают с некоторыми другими, локализованными поблизости треками или поврежденными областями (см. трек $T2$). Исследования с высоким разрешением светлопольно-темнопольного контраста верхних темноконтрастных областей D (рис. 16с) дают картины δ -типа, а также сетки Муара. δ -сетки указывают на наличие структуры типа мозаики со смещениями и наклонами между отдельными блоками [155]. Подобно внешней морфологии, изображение индивидуального трека неоднородно, что отражает его негомогенную внутреннюю структуру. Микродифракционные измерения обнаруживают, что ядро треков в основном аморфно, но малая фракция поликристаллического InP все же присутствует [145, 147, 148].

Атомная структура треков на разных стадиях формирования и их эволюция может быть проанализирована на основе ПЭМ-изображений высокого разрешения на рис. 17. Этот анализ позволяет выяснить несколько важных характеристик атомной структуры треков:

1) большинство быстрых ионов Хе создают дефекты вокруг своих траекторий, даже в отсутствии аморфного ядра. Это видно из рис. 17а, где область A имеет более слабый контраст по сравнению с периферией, предполагается, что она является местом падения иона. Ион не создает аморфного ядра, но ламеллы микродвойников (обозначены как T) зарождаются в центре траектории иона и распространяются на расстояние около 8 нм. Подобные дефекты — МД, ДУ, ДП — видны вокруг большинства треков на рис. 17а–в. К сожалению, точечные дефекты и комплексы дефектов данным методом не выявляются. Тем не менее результаты измерений методом RBS (Rutherford backscattering spectroscopy) в режиме канализации [145, 147, 148] показывают накопление точечных дефектов;

2) первая стадия формирования аморфного трека проявляется на рис. 17а, где малые аморфные области, окруженные МД и ДУ, обозначены как B . Ядро аморфного трека имеет эллиптическую форму с длинной осью около 5 нм. Окружающая матрица имеет кристаллическую структуру, но со слабым контрастом, что может указывать на наличие точечных дефектов, расположенных вблизи ядра. Другой, больший (около 10 нм) аморфный трек почти круглой формы представлен на рис. 17б. Тем не менее, кроме аморфного материала, часть трека содержит кристаллические частицы, указанные стрелкой;

3) наконец, рис. 17в иллюстрирует пример фазового перехода в области трека. Микрочастицы вюрцитной фазы InP обнаружены в нескольких треках (помечены как W). Эти частицы идентифицированы на основе микродифракционных измерений, а также по измерениям межплоскостных расстояний для частиц на изображениях с атомным разрешением [145–150]. Как и в случаях кремния и германия [156], вюрцитная модификация InP ожидается как фаза высокого давления [150].

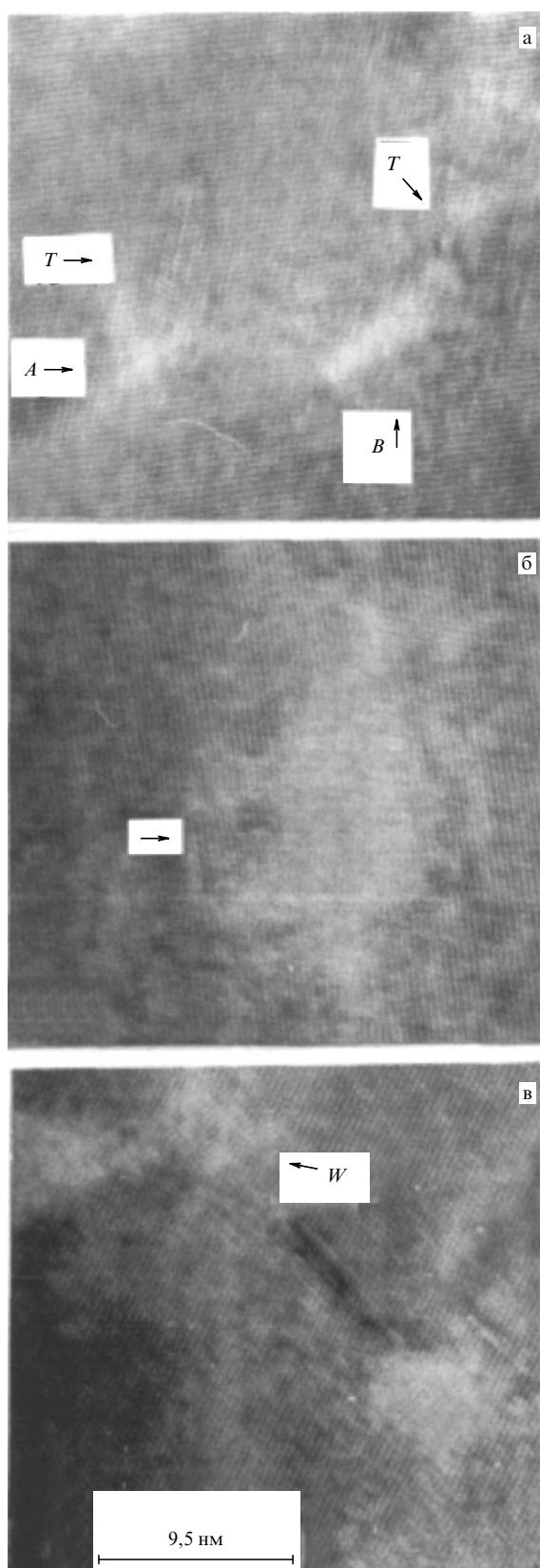


Рис. 17. Изображения высокого разрешения структуры InP, имплантированного ионами Xe^+ с $E = 250$ МэВ при комнатной температуре для флюенса $7 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$, показывающие типичную атомную структуру треков на различных ступенях их развития (см. текст). T — МД и(или) ДУ, W — вюрциттная модификация InP.

Модель формирования вюрциттной модификации InP в треках и ее трансформации в сфалеритную фазу при высоких дозах облучения рассмотрена в [150].

Результаты рассматриваемых исследований [145–150] могут быть объяснены в рамках модели термопика при дополнительном учете накопления нарушений из-за несовершенной рекристаллизации расплавленной вокруг траектории иона трубки. Другими словами, наличие инкубационного флюенса для образования треков, влияние предварительного введения дефектов на формирование треков, обнаруженное подавление трекообразования при "горячем" и низкотемпературном облучении подтверждают эту модель. Небольшой контраст на изображениях с атомным разрешением вокруг траекторий некоторых ионов может быть интерпретирован как обусловленный точечными дефектами (комплексами), появляющимися после несовершенной рекристаллизации расплавленных трубок. Тем не менее образование микрочастиц вюрциттной фазы InP, а также ДУ и МД вокруг траекторий пролетевших ионов едва ли можно интерпретировать как результат только солидификации расплава. Такие дефекты структуры и фазовые переходы могут быть созданы при высоких давлениях, т.е. обусловлены ударными волнами, генерируемыми движущимися быстрыми тяжелыми ионами.

7.4. Флуктуационный механизм формирования

прерывистых треков в твердых телах быстрыми ионами
 Во многих экспериментальных работах (например, [114, 145, 157, 158]) по исследованию процессов трекообразования при облучении материалов высокоэнергетическими ионами наблюдались дискретные прерывистые треки, геометрия которых изменялась от квазинепрерывистых до бусинкообразных по мере прохождения иона в глубь мишени. Для интерпретации этих данных привлекаются различные механизмы [126, 157, 159]. В работе [159] предполагается, что треки образуются преимущественно за счет процесса ионизации внутренних оболочек атомов тормозящей среды, который сопровождается интенсивным образованием низкоэнергетических δ -электронов. Согласно [159] дискретность треков является следствием дискретности процесса ионизации внутренних электронных оболочек. Тем не менее авторы [159] отмечают, что только малая часть энергии иона может быть высвобождена в результате ионизации внутренних оболочек атомов тормозящей среды и предполагают, что главным "топливом" для трекообразования является непрерывное выделение энергии ионов в электронную подсистему твердого тела. Кроме того, они считают, что на тех участках траектории иона в мишени, где ионизация внутренних электронных оболочек отсутствует, треки вообще не образуются. В работе [126] дискретность в структуре треков связывается с дискретностью формирования потока электронов вдоль пути иона, обусловленной действием закона сохранения импульса.

Наиболее плодотворным, на наш взгляд, является предположение Дартига и Зигмунда [157] о том, что среднее число наблюдавшихся в треке дефектов напрямую связано с флуктуацией в плотности ионизации, а не с ее средним значением. Однако, как и в других указанных выше подходах, здесь не рассматриваются первичные процессы, связанные со статистическими флуктуациями зарядового состояния движущихся в твердом теле ионов

за счет процессов "обтирки" и захвата электронов. По нашему мнению, именно флуктуации зарядового состояния иона могут приводить к значительному изменению выделяемых в электронную подсистему потерь энергии на определенных участках траектории иона. Роль этих процессов становится заметной, когда энергия движущегося иона близка к энергии, которой соответствуют пороговые значения средних потерь энергии $(dE/dx)_{e,th}$ для образования трека.

Таким образом, наблюдаемые в экспериментах прерывистые треки могут быть обусловлены статистическими флуктуациями в процессах перезарядки с потерей ионом одного или нескольких электронов, когда величина $(dE/dx)_e$ становится на определенном отрезке пути иона больше, чем $(dE/dx)_{e,th}$ для трекообразования. Средний путь пробега иона до изменения зарядового состояния будет определять длину дефектной области в прерывистом треке и расстояние между такими дефектами, а диаметр или геометрия дефекта определяется числом оторванных электронов в одном акте. Эта идея ранее обсуждалась нами в работах [53, 141, 160, 161].

Как уже отмечалось, для описания процесса трекообразования чаще всего используют модель термического пика. Хотя эта модель соответствует экспериментальным данным на качественном уровне, остается вопрос, почему скрытая теплота плавления обычно исключается из рассмотрения. Также невыясненными остаются роль фононов в распространении энергии из возбужденной области и само понятие фононов, когда расчетная температура достигает 2000 К и более. Повидимому, более адекватным является плазменное приближение [162, 163].

Особенно аккуратно следует рассматривать процессы переноса энергии из возбужденной области вокруг траектории ионов в случае металлов и узкозонных полупроводников. Действительно, типичное время охлаждения электронной плазмы в металлах за счет электронной теплопроводности не превышает $\sim 10^{-14}$ с даже при температурах плазмы порядка ε_F , когда температуропроводность электронов минимальна [163]. Таким образом, время охлаждения плазмы меньше, чем типичное время термической осцилляции ($\sim 10^{-13}$ с), т.е. в течение стадии охлаждения электронной плазмы электроны взаимодействуют с практически неподвижными индивидуальными атомами (ионами), а не с коллективными атомными (ионными) осцилляциями.

Нами предложена модифицированная модель термопика, в которой область вокруг траектории иона рассматривается как двухкомпонентная плазма, состоящая из электронов и высокоионизованных атомов мишени [164]. Такое приближение допустимо, так как на начальной стадии проникновения ион вызывает высокую степень ионизации ближайших к его траектории атомов мишени. На примере облучения InP быстрыми ионами Xe эта модель при дополнительном учете флуктуаций зарядового состояния ионов, рассмотренных в разделе 7.4.1, позволила объяснить все основные характерные особенности трекообразования, наблюдавшиеся в кристаллах InP и обсуждавшиеся в разделах 7.1 – 7.3.

7.4.1. Торможение и процессы перезарядки. В случае внедрения высокоэнергетических ионов упругие потери энергии играют второстепенную роль и более чем 90%

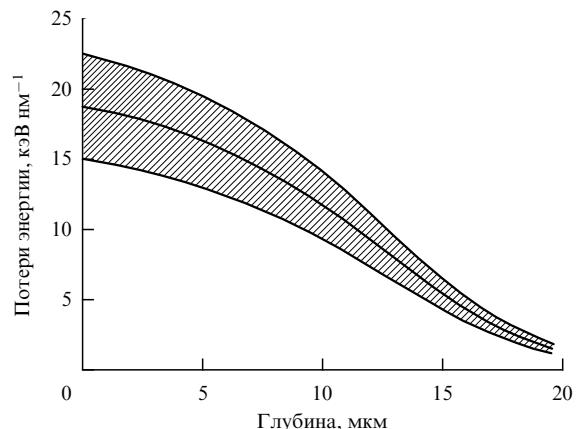


Рис. 18. Зависимость потерь энергии от глубины для ионов Xe с $E = 250$ МэВ. Заштрихованная область соответствует возможным флуктуациям динамического заряда иона.

энергии иона теряется в неупругих столкновениях (т.е. в столкновениях с электронами мишени). Это торможение описывается формулой Бете [165]:

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_e = \frac{4\pi Z_2 Z_{1,\text{eff}}^2 e^4 N_a}{m_e v^2} \ln \left(\frac{2m_e v^2}{I} \right), \quad (7.1)$$

где $Z_{1,\text{eff}}$ — эффективный заряд иона, Z_2 , N_a — заряд и плотность атомов мишени соответственно, v — скорость иона, m_e , e — масса и заряд электрона, I — средний ионизационный потенциал для атомов кристалла. Численное интегрирование уравнения (7.1) дает представленную на рис. 18 зависимость $(dE/dx)_e$ от глубины x для ионов Xe^+ с $E = 250$ МэВ (средняя линия на этом рисунке).

В соответствии с результатами экспериментальной работы [145] по трекообразованию в InP, облученном ионами Xe^+ с $E = 250$ МэВ, высокие потери энергии иона характерны для области формирования непрерывного трека (на глубинах $x \leq 7$ мкм $(dE/dx)_e \geq 14$ кэВ нм $^{-1}$), а низкие потери энергии характерны для области без треков (на глубинах $x \geq 10$ мкм $(dE/dx)_e \leq 10$ кэВ нм $^{-1}$). В промежуточной области 7 мкм $\leq x \leq 10$ мкм наблюдались прерывистые дискретные треки [145].

Один из процессов, который может приводить к последнему явлению, — флуктуация зарядового состояния движущихся ионов, которая сопровождается уменьшением или увеличением заряда иона на одну или несколько единиц (процессы захвата или "обтирки" электронов соответственно). Для упрощения статистической картины изменения зарядовых распределений ионов по глубине мишени, свойственной большому ансамблю движущихся частиц, рассмотрим роль таких флуктуаций относительно среднего эффективного заряда ионов $Z_{1,\text{eff}}$. Учитывая, что явления трекообразования и реальная картина трека, регистрируемая методом ПЭМ высокого разрешения, связываются с единичным актуальным ионом, такой подход нам кажется правомерным. Статистическая же природа распределения ионов по зарядам на любой глубине для всего потока частиц проявляется в разбросе характеристик (длина непрерывной и прерывистой частей трека, диаметры их и т.д.) индивидуальных треков относительно средних характеристик.

Хорошо известно (см., например, [165–167]), что быстрый ион, движущийся в твердом теле, теряет часть электронов, так что его заряд может изменяться от нуля до атомного номера Z_1 . Из-за процессов потери и захвата электронов этот заряд не остается постоянным и флюктуирует около своего среднего значения. Только в случае хорошо канализированных ионов их зарядовое состояние может оказаться "замороженным" [166, 168–170] из-за низкой электронной плотности в центральной части канала, в котором движутся ионы. Например, высокоэнергетические канализированные ионы кислорода ($E = 35$ МэВ) с начальным зарядом $q_{\text{вх}} = 8$ проходили через монокристаллические пленки кремния ($\langle 110 \rangle$ -каналы) толщиной 340 нм почти без изменения заряда [168], что свидетельствует об очень низких значениях сечений захвата электронов ($\leq 2 \times 10^{-19}$ см 2) такими ионами. Это сечение приблизительно в 100 раз меньше, чем сечение захвата ($1,8 \times 10^{-17}$ см 2) для ионов O $^{+8}$ с энергией 35 МэВ в аргоне [166]. Сечения захвата и потери электронов канализированными ионами O $^{+7}$ и O $^{+8}$ с $E = 40$ МэВ в $\langle 110 \rangle$ -каналах серебра и золота составляют $\approx 10^{-19}$ см 2 , так что заряд частиц оставался "замороженным" при прохождении через кристалл толщиной ≈ 1 мкм. Таким образом, ориентированные кристаллы способны более эффективно "обдирать" быстрые ионы, чем аморфные или поликристаллические мишени. Согласно расчетам [166] равновесное зарядовое распределение ионов кислорода с $E = 40$ МэВ в серебре (без канализированных частиц) должно установиться после прохождения в кристалле пути, равного ≈ 40 нм.

Для описания процессов перезарядки ионов предложен ряд выражений (см., например, формулы, приведенные в [166, 167]). Пучок ионов, прошедший через твердое тело достаточной толщины, будет иметь равновесное зарядовое распределение, близкое к гауссову:

$$F_q \approx (2\pi d^2)^{-1} \exp \left[-\frac{(q - q_0)^2}{2d^2} \right], \quad (7.2)$$

которое характеризуется двумя параметрами: средним зарядом $q_0 = \sum_q q F_q$ и полушириной распределения d , где $d = [\sum_q (q - q_0)^2 F_q]^{1/2}$, q — заряд иона.

В широком диапазоне скоростей ионов, где $q \approx (0,3–0,8) Z_1$, d практически не зависит от v . В общем случае d приблизительно описывается выражением из работы Дмитриева и Николаева [171]:

$$d = d_1 \left\{ q_0 \left[1 - \left(\frac{q_0}{Z_1} \right)^k \right] \right\}^{1/2}, \quad (7.3)$$

где d_1 и k — эмпирические параметры, $d_1 = 0,5$, $k = 0,6$.

Часто наблюдаемая асимметрия распределения (7.2), а также большая ширина распределений, в основном, обусловлены процессами многоэлектронных потерь в одном столкновении.

В данном рассмотрении средний эффективный заряд ионов $Z_{1,\text{eff}}$ находится из полузимитического выражения [171], а его флюктуации определяются по формуле Бора [165]:

$$\begin{aligned} q_0 &= Z_1 \left[1 + \left(\frac{1}{Z_1^2} \frac{v}{v'} \right)^{-1/k} \right]^{-k}, \\ \sigma_0 &\approx \pi a_0^2 (Z_1^{1/3} + Z_2^{1/3}) \left(\frac{v_0}{v} \right)^2, \end{aligned} \quad (7.4)$$

где для оценок предполагается, что $Z_{1,\text{eff}} \approx q_0$ (более строгое соотношение этих величин приведено в [139]), σ_0 — сечение захвата/потери электрона, v — скорость иона, α, v' — эмпирические параметры, a_0 — боровский радиус, v_0 — скорость электрона на первой боровской орбите атома водорода, $k = 0,6$, $v' = 3,6 \times 10^6$ м с $^{-1}$, $v_0 = 2,19 \times 10^6$ м с $^{-1}$, $\alpha = 0,48$, $a_0 \approx 0,053$ нм. Отсюда для ионов Xe с $E_0 = 250$ МэВ в InP в области дискретного трека получим значения: $q_0 \approx 25$, $\sigma_0 \approx 1,8 \times 10^{-17}$ см 2 .

Следует отметить, что результаты наших расчетов [141] по изучению распределений внедряемых ионов по пробегам, с учетом флюктуаций зарядовых состояний, показывают достаточно большие глубины z , на которых устанавливаются равновесные зарядовые распределения. Так, в кремнии для ионов B $^+$ с $E = 50$ МэВ $z \approx 0,8$ мкм; в алмазе для ионов Ni $^+$ с $E = 59$ МэВ $z = 1$ мкм. С ростом Z_2 глубина z уменьшается. Таким образом, и для ионов Xe $^+$ с $E = 250$ МэВ в InP на начальном участке траектории ионов после их входа в кристалл средний заряд будет сильно отличаться от $Z_{1,\text{eff}}(E)$, а следовательно, и потери энергии иона на единицу пути $(dE/dx)_e$ будут значительно меньшими, чем предсказываемые по (7.1). Полученные оценки помогают объяснить наши наблюдения [145]: отсутствие треков и слабая нарушенность в приповерхностной области кристалла на глубинах $x \leq 35$ нм, и наличие прерывистых треков от $x = 35$ нм до ≈ 100 нм. Непрерывные треки наблюдаются только с глубины $x \geq 100$ нм и до $x \approx 7$ мкм. Повторно прерывистые треки появляются на глубинах $7 \leq x \leq 10$ мкм, когда $(dE/dx)_e$ становятся близкими или меньшими $(dE/dx)_{e,\text{th}}$. Толщина каждой из этих областей увеличивается с возрастанием энергии ионов почти в прямо пропорциональной зависимости [150], т.е. для ионов Xe $^+$ с энергиями 340 и 250 МэВ отношение значений толщины соответствующих областей приблизительно равно 1,36 (340/250).

Согласно (7.1), даже небольшие изменения в эффективном заряде могут приводить к значительным флюктуациям потерь энергии иона. Например, потеря (захват) одного электрона приводит к осцилляциям в $(dE/dx)_e$ около 8 %, т.е. $(q_{\max}/q_{\min})^2 \approx 1,08$, в то время как потеря (захват) трех электронов ведет к осцилляции до 30 %. Заштрихованная область на рис. 18 изображает возможные потери энергии, если рассматривается потеря (захват) до двух электронов. Эти оценки, наряду с имеющимися экспериментальными данными, позволяют предложить следующую модель.

На малых глубинах от поверхности мишени, где не завершился процесс установления равновесного распределения потока ионов по зарядам, потери энергии могут быть ниже пороговых для трекообразования, поэтому здесь формируются простые точечные дефекты и их комплексы. Поверхность, как эффективный сток для таких дефектов, будет вызывать существенное подавление их финальной концентрации. При увеличении глубины проникновения потока ионов, многоэлектронные процессы перезарядки приводят к флюктуациям среднего заряда, когда потери энергии больше пороговых для трекообразования, т.е. $(dE/dx)_e > (dE/dx)_{e,\text{th}}$. Длина свободного пробега иона в более высоком зарядовом состоянии определяет длину дефектного участка прерывистого трека. Еще раз акцентируем внимание на том,

что ряд положений статистической теории прохождения потока ионов в твердых телах переносится на случай единичного ("среднестатистического") иона. На участке непрерывного трека $(dE/dx)_e$ значительно больше $(dE/dx)_{e,th}$. Когда потери энергии приближаются к пороговым для трекообразования (например, расплавление локальной области и др.), осцилляции торможения за счет процессов перезарядки ионов приводят к частым пересечениям этого порога и, следовательно, к формированию прерывистого трека. На больших глубинах такие пересечения становятся редкими и короткими по времени, т.е. формируются редкие и короткие дефектные области. Необходимо отметить здесь значительную роль редких близких упругих столкновений иона с атомами среды, стимулирующих процессы перезарядки с потерей нескольких электронов. На еще больших глубинах основную роль начинают играть процессы упругих столкновений ионов с атомами среды, приводящие к формированию обычных дефектов структуры и аморфных областей.

Для подтверждения этой модели выполнены расчеты среднего размера дефектов в прерывистых треках. Как указано выше в данном разделе, длина их равна расстоянию свободного пробега иона до следующей перезарядки. Вероятность этого процесса p на расстоянии x рассчитывается из выражения $p = N_a \sigma_0 x$, где N_a — плотность атомов мишени. Тогда длина дефекта в прерывистом треке определяется как $\lambda = 1/N_a \sigma_0$. Это значение, учитывающее только одноэлектронные процессы перезарядки, в 2–3 раза меньше размера наблюдаемых дефектов [145, 150]. В соответствии с результатами, приведенными в обзоре Бетца [167], относительная вероятность для многоэлектронных процессов перезарядки быстрых ионов по сравнению с одноэлектронными составляет: около 60 % для потери или захвата двух электронов, 40 % для трехэлектронных процессов, 20 % для четырех электронов и т.д. Многоэлектронные процессы приводят к высоким флуктуациям в энергетических потерях (см. выражение (7.1)). При рассмотрении двух- и трехэлектронных потерь расчетная длина дефектов становится приблизительно в 2–3 раза большей, чем получается при учете только одноэлектронных процессов, что качественно и количественно соответствует экспериментальным результатам по длинам регистрируемых дефектных областей из [114, 145, 150].

Следует отметить, что разработанная нами теория для распределения ионов по пробегам с учетом флуктуаций зарядовых распределений ионов [137–139, 141] позволила значительно улучшить соответствие теоретических профилей распределения внедренных атомов по глубине мишени с экспериментом. Полученные нами значения ширины распределений в 1,5–5 раз больше рассчитанных традиционными методами без учета указанных флуктуаций [172]. Однако во всех случаях теоретические профили оказывались более узкими, чем экспериментально наблюдавшиеся. В нашей теории [137–139, 141] учитываются только одноэлектронные процессы перезарядки. По-видимому, роль многоэлектронных процессов перезарядки важна и для таких комплексных проблем, как распределение высокоэнергетических ионов по пробегам в твердом теле. Как уже отмечалось в данном разделе, учет многоэлектронных процессов существенно влияет на ширину зарядовых распределений для потока ионов.

8. Трекообразование в неорганических изоляторах

Процессы трекообразования в изоляторах за счет электронного торможения быстрых ионов сильно различаются как по характеристикам трековых областей, так и по возможным механизмам их формирования. По этой проблематике опубликовано более сотни оригинальных работ и более десятка обзоров [50, 65, 158, 173–183]. Впервые скрытые треки наблюдались методом электронной микроскопии в слюде Силком и Барнесом [184] в 1959 г. Прайс и Уолкер [185] применили химическое травление и оптическую микроскопию для детектирования треков, создаваемых продуктами деления ядер в слюде. Позже морфология треков исследовалась различными методами, которые выявили сферические, прерывистые и непрерывные цилиндрические области структурных нарушений.

Анализ экспериментальных данных по трекообразованию позволяет выделить несколько основных моментов, которые необходимо учитывать при применении различных моделей трекообразования:

а) электронные свойства облучаемого материала играют важную роль (металл, полупроводник или изолятор, наличие поверхности Ферми, ширина запрещенной зоны и время электрон-фононной релаксации);

б) структурное состояние мишени (моноокристалл, аморфный материал, поликристалл; размер зерен; наличие и типы дефектов структуры, границ, примесей) определяет времена электрон-фононной релаксации, температуру вблизи от траектории иона, возможность и скорость эпитаксиальной перекристаллизации;

в) композиционная и структурная сложность (тип элементарной ячейки), облучаемого материала обуславливает эффективность эпитаксиальной перекристаллизации локальной области;

г) аморфизуемость двухкомпонентных кристаллов зависит от величины составляющей ионной связи. Эффективность образования ядра трека и его размер в аморфизуемых материалах являются значительно большими, чем в неаморфизуемых. Например, радиус ядра трека в кварце $\alpha\text{-SiO}_2$ [186] существенно больше, чем в LiF [187];

д) начальное пространственное распределение энергии, выделенной в электронную подсистему, и энергетический спектр электронных возбуждений определяют температуру локальной области вблизи траектории иона на стадии термализации возбужденной области. Так, при тех же значениях $(dE/dx)_e$ ион с более высокой скоростью генерирует большее по размеру радиальное распределение выделенной энергии электрона тормозящей среды (из-за увеличения числа и скорости δ -электронов), что обусловливает в результате меньший радиус трека [188].

Важным для трекообразования является наличие и значение пороговой величины $(dE/dx)_{e,th}$. Таблица 3 иллюстрирует пороговые тормозные способности для ряда неорганических материалов. Как и в полупроводниках, треки могут быть непрерывными и прерывистыми. Непрерывные треки регистрируются в ряде изоляторов, включая SiO_2 и LiNbO_3 [188], для диапазона потерь энергии тяжелых ионов 1–5 кэВ nm^{-1} . Трековые области в этих материалах находятся в аморфном состоянии. Тяжелые ионы со скоростями, которым

Таблица 3. Пороговые потери энергии $(dE/dx)_{e,th}$ для образования треков в материалах

Материал	$(dE/dx)_{e,th}$, кэВ нм ⁻¹	Литература
SiO ₂	2	[189]
Слюды	5	[189]
LiNbO ₃	7	[189]
Y ₃ Fe ₅ O ₁₂	4	[189]
LiF	10	[190]
Al ₂ O ₃	21	[189]
MgO	20	[189]
Bi	31	[189]
Fe	40	[2]
YBaCu ₃ O ₇	30	[180]

соответствуют потери энергии ≈ 10 кэВ нм⁻¹, создают треки в LiF, которые регистрируются при химическом травлении, а также методом малоуглового рентгеновского рассеяния (МУРР) [190]. Морфология треков в этом случае оказывается более сложной и характеризуется наличием малого по размерам дефектного ядра и периферийной области большого радиуса с дисперсным распределением дефектов.

Тем не менее в некоторых изоляторах, таких, как MgO и Al₂O₃, пороговые значения $(dE/dx)_e$ значительно превышают указанные выше величины и составляют около 20 кэВ нм⁻¹. При пороговом значении потерь энергии регистрируются прерывистые треки [191, 192]. Еще более высокие удельные потери энергии ионов требуются для формирования треков в полуметаллах, моноатомных полупроводниках, высокотемпературных сверхпроводниках и металлах (табл. 3).

8.1. Возможные механизмы трекообразования в изоляторах

Механизмы трекообразования в изоляторах пока остаются дискуссионными. Флайшер с соавторами [50] связывали процесс трекообразования с пробоем диэлектрика из-за появления сильного электрического поля, формирующегося между электронами, инжектируемыми из области вблизи траектории иона, и положительными ионами, остающимися в этой области. В близкой интерпретации этот процесс называют также кулоновским взрывом или кулоновским расталкиванием [193]. Однако количественная модель, базирующаяся на этом механизме, не создана.

Подход, базирующийся на разрыве атомных связей в твердых телах за счет сильных электронных возбуждений, предложен Томбрелло [194–197]. Вынос энергии из области, ближайшей к траектории иона, обеспечивается энергетическими вторичными электронами, максимальная скорость которых пропорциональна скорости иона. Плотность энергии вторичных электронов e^* численно моделировалась в [38] и может быть аппроксимирована выражением

$$e^*(r) = \frac{\gamma}{2\pi R_\perp^\gamma} \left(\frac{dE}{dx} \right)_e \frac{1}{r^{2-\gamma}}, \quad (8.1)$$

где R_\perp — максимальный радиальный пробег вторичных электронов ($R_\perp = 840\varepsilon/\rho E$, где ρ — плотность материала в г см⁻³ и ε — энергия иона в МэВ а.е.м.⁻¹), γ — подгоночный параметр, $0 < \gamma < 1$.

Предполагая, что атомные связи в мишени разрываются для данного материала при плотности выделен-

ной энергии $e^* > e_c^*$, уравнение (8.1) можно преобразовать к виду, который позволяет рассчитать радиус трека R_c как функцию тех же величин, что и в (8.1):

$$R_c = \left(\frac{\gamma}{2\pi e_c^*} \frac{dE}{dx} \right)^{1/(2-\gamma)} \frac{1}{R_\perp^{\gamma/(2-\gamma)}}. \quad (8.2)$$

Если формируется прерывистый трек с k дефектными областями на единицу длины, то методы, измеряющие объем поврежденного материала, определяют только среднюю величину занимаемого треком пространства A_{eff} :

$$A_{eff} = \pi R_c^2 \lambda k; \quad R_{eff} = R_c \sqrt{\lambda k}, \quad (8.3)$$

где λ — длина каждой нарушенной области, R_{eff} — средний радиус прерывистого трека. Для сферических областей $\lambda = 4R_c/3$.

При расчетах непрерывных треков в Y₃Fe₅O₁₂ весьма хорошее соответствие с экспериментом по величине R_c практически для любых ε и различных ионов, включая кластеры C₆₀ и C₂₀, наблюдается для $\gamma = 0,27$ и $e_c^* = 0,024$ эВ Å⁻³ [195]. Эти же параметры с точностью до 25 % позволяют описать экспериментально регистрируемые диаметры треков для таких материалов, как кварц, белая слюда [195]. Для высокотемпературного сверхпроводника YBCuO получено значение $e_c^* = 0,047$ эВ Å⁻³ [196], т.е. для образования трека в проводящих материалах требуется значительно большая плотность энергии, выделенной в электронную подсистему. В случае трекообразования в органических материалах указанные выше значения e_c^* и γ , как правило, обеспечивают разумное согласование R_c с экспериментальными данными [195]. Однако для согласования с точностью до 10 % всех экспериментальных данных с рассчитанными по (8.2), требуется эмпирическая подгонка e_c^* . Так, для полистироловой мишени оптимальное $e_c^* = 0,014$ эВ Å⁻³ для всех ионов и энергий; для полиэфирного материала майлара — от 0,007 эВ Å⁻³ для легких проникающих ионов до 0,016 эВ Å⁻³ при внедрении ионов урана; для триацетата целлюлозы, которая чувствительна к трекообразованию даже при облучении протонами, $e_c^* = 0,0009$ эВ Å⁻³.

При интерпретации экспериментальных данных по трекообразованию в изоляторах наиболее часто используется модель термического пика (см. [198–200, 183] и цитированные там работы, а также раздел 3). Физическое и математическое описание этой модели разработано Лифшицем, Кагановым и Танатаровым [28], а позже интенсивно использовалось и развивалось Тулемондом и его группой [37, 183, 201, 202] для описания трекообразования в изоляторах. Основные термические параметры модели, такие, как удельная теплота C_e и термопроводность K_e электронной подсистемы, неизвестны для изоляторов. Баранов с коллегами [61], полагая, что горячие электроны в зоне проводимости изолятора подобны горячим электронам в металлах, получили следующие выражения: $C_e = (3/2)N_e k_B$, где N_e — число электронов, участвующих в диффузионном распространении энергии; $K_e \approx 2$ Дж см⁻¹ К⁻¹. Электрон-фононная константа g также неизвестна для изоляторов. Она связана со временем электрон-фононного взаимодействия τ_a , $\tau_a = C_e/g$, и со средней длиной свободного пробега λ для электрон-фононного взаимодействия: $\lambda^2 = D_e \tau_a = D_e C_e/g = K_e/g$, где D_e — коэффициент

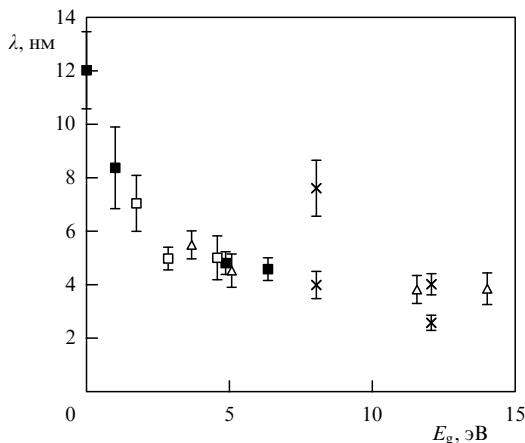


Рис. 19. Длина свободного пробега для электрон-решеточного взаимодействия λ как функция ширины запрещенной зоны E_g [183]. ■ — аморфизуемые материалы; □ — аморфизуемые материалы с учетом скрытой теплоты плавления; △ — неаморфизуемые материалы; × — Al_2O_3 и SiO_2 .

термодиффузии. Во всех расчетах величина λ рассматривалась как подгоночный параметр. Так, для расчетов радиуса треков в квадрате λ принималась равной 4 нм [183], отсюда $\tau_a = 8 \times 10^{-14}$ с.

Для аморфизуемых материалов, таких, как SiO_2 (ширина запрещенной зоны $E_g = 12$ эВ), $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ ($E_g = 6,3$ эВ), $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ ($E_g = 4,8$ эВ), LiNbO_3 ($E_g = 4,8$ эВ), GeS ($E_g = 1,7$ эВ), $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ ($E_g = 1$ эВ), $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,9}$ ($E_g \approx 0$), наблюдается интересная эмпирическая зависимость $\lambda(E_g)$ (рис. 19), которая, по-видимому, правильно отражает реальную зависимость величины g , а следовательно, и λ от E_g . При $E_g > 2,8$ эВ наблюдается только слабое уменьшение λ (от 5 до 4 нм), что свидетельствует о приблизительно одинаковых характеристиках изоляторов в отношении передачи энергии от электронов атомам мишени.

Для неаморфизуемых кристаллических изоляторов с преобладанием ионной связи, таких, как LiF ($E_g = 14$ эВ), SnO_2 ($E_g = 3,6$ эВ), GaF_2 ($E_g = 11,5$ эВ), также наблюдается аналогичная зависимость $\lambda(E_g)$ (см. рис. 19). Для описания радиуса треков авторы [183] предполагали, что в аморфизуемых материалах формируется квазирасплавленная фаза, а в неаморфизуемых — выделенная на атом энергиия, переданная в атомную подсистему от возбужденных электронов, должна достигать энергии сублимации для атомов вблизи поверхности или энергии связи для атомов объема.

Сапфир Al_2O_3 с $E_g = 8$ эВ трудно классифицировать как аморфизуемый или неаморфизуемый материал [203]. Если интерпретировать экспериментальные данные на основе указанных выше двух подходов к трекообразованию, то получим разные значения: $\lambda = 8$ нм, предполагая расплавленную фазу, и $\lambda = 4$ нм на основе критерия превышения энергии связи атомов (см. рис. 19). Ранее аналогичная зависимость λ от E_g обсуждалась в работе Катина и др. [204].

Удобная для расчетов радиуса треков аморфизуемых материалов модель на основе механизма термического пика, описывающая влияние скорости иона на размер треков, построена в работах Шенежа [205–207].

Следует, однако, отметить морфологическое различие треков (см. раздел 8.2) в аморфизуемых и неаморфи-

зумых материалах, а также рассмотренную выше неоднозначность трактовки результатов трекообразования в неаморфизуемых материалах в рамках модели термического пика. Для таких материалов и особенно щелочно-галоидных кристаллов, по-видимому, наиболее приемлемой является экситонная модель, качественное представление которой приведено в работе Ито и Стоунхэма [189], а количественное — в работе Явлinskого [208].

Ито и Стоунхэм предполагают, что различие в пороговых значениях $(dE/dx)_{e,th}$ для трекообразования в изоляторах можно объяснить величиной силы экситон-фононного сцепления. Самозахват (автолокализация) плотного кластера экситонов (с локальной плотностью, близкой к молекулярной плотности [209], т.е. почти один экситон на каждую молекулярную единицу) вызывает или аморфизацию, или сильные нарушения структуры. Примерно за время 10 фс после падения иона энергия передается на создание энергетических дырок в валентной зоне и электронов в зоне проводимости, которые имеют относительно невысокие энергии и неспособны производить дальнейшую ионизацию атомов. Поскольку пробеги первичных δ -электронов невелики, практически вся выделенная энергия сосредоточивается на небольшом расстоянии от траектории иона. Таким образом, вдоль пути иона генерируется, сопровождаясь определенным разогревом, плотная среда электрон-дырочных пар. Создание высокой плотности электрон-дырочных пар незамедлительно вызывает появление экситонов, формирующих экситонный кластер [189].

Эволюция экситонного кластера реализуется по одному из путей: оже-рекомбинация, диффузия от траектории иона и деформация решетки (нарушение или нагрев) из-за процесса автолокализации экситонов. Первый процесс приводит к нагреву; второй отвечает за перенос энергии от траектории иона; третий процесс, имеющий место только в материалах, в которых экситоны могут автолокализоваться, превращает энергию электрон-дырочных пар в деформации решетки, которые, в свою очередь, могут вызывать формирование нарушений структуры. Релаксация экситонного кластера чем-то подобна горячей зоне в каскаде столкновений: каждый атом решетки в этой зоне сильно смещен.

Экситоны автолокализуются в материалах, для которых $(dE/dx)_{e,th}$ превышает ≈ 5 кэВ нм⁻¹ [189]. Из-за того, что формирование автолокализованных экситонов вызывает большое изменение объема, модель из [189] может объяснить экспериментально наблюдаемое распухание материала, сопровождающее формирование треков [190]. В материалах, в которых экситоны не автолокализуются, пороговые потери энергии для трекообразования увеличиваются в 4–8 раз (см. табл. 3). Отсутствие автолокализации вызывает диффузионный отток не менее одной трети выделенной энергии из области, прилегающей к траектории иона [189].

Явлинский [208] полагает, что в отличие от металлов, в изоляторах возбужденные электроны могут двигаться только вместе с дырками, обеспечивая квазинейтральность. Такая плотная электрон-дырочная плазма начинает расширяться из-за наличия внутреннего давления. Этот процесс напоминает взрыв. Расширение прекращается через время $\tau \approx 10^{-13}$ с, когда включается электрон-фононное взаимодействие, а также появляются автолокализованные состояния (газ автолокализованных экситонов с плотностью $n \leq 10^{21}$ см⁻³). Радиус

екситонного облака $R(\tau) \approx \sqrt{3}C_0\tau \approx 10^{-5}$ см, а профиль плотности экситонов описывается выражением [29]:

$$n(r, t) = \frac{N_0}{\pi R^2(t)} \exp\left(-\frac{r^2}{R^2(t)}\right), \quad (8.4)$$

где $N_0 = \pi r_0^2 N_a$ — начальная плотность электронно-дырочных пар на единицу длины, N_a — атомная плотность, $R(t)$ — радиус расширения цилиндрической возбужденной области, $C_0 \approx \sqrt{T_0/m_e}$ — начальная термическая скорость, T_0 — начальная температура электронов, $r_0 = R(0)$ — начальный радиус возбужденной области. Конечные выражения для радиуса возбужденной области и температуры электрон-дырочных пар в таком приближении имеют вид [208]:

$$R(t) = \sqrt{\frac{3}{\pi^{1/2} r_0 m_e}} \left[\frac{1}{(3\alpha/2 + \beta) N_a} \left(\frac{dE}{dx} \right)_e \right]^{1/4} t, \quad (8.5)$$

$$T_e(t) = \frac{r_0 m_e^{2/3}}{3^{2/3} \pi^{1/6}} \left[\frac{1}{(3\alpha/2 + \beta) N_a} \left(\frac{dE}{dx} \right)_e \right]^{1/6} \frac{1}{t^{4/3}}, \quad (8.6)$$

где α и β — расчетные параметры, определяемые ионизационным равновесием и потенциалами ионизации атомов [210].

Энергия, появляющаяся при аннигиляции автолокализованных экситонов, непосредственно вызывает формирование дефектов. Температура экситонного газа при завершении стадии расширения, вычисленная согласно (8.6), составляет порядка 100 К, т.е. существенного нагрева решетки такого изолятора не происходит.

8.2. Дефектообразование и трекообразование в щелочно-галоидных кристаллах

Радиационные нарушения, создаваемые при электронном и рентгеновском облучении в щелочно-галоидных кристаллах, детально изучались в течение многих десятилетий [211–213]. Установлено, что первичные дефекты Френкеля — F- и H-центры образуются посредством безызлучательного распада автолокализованных экситонов [214]. F-центр представляет собой электрон на анионной вакансии. При комнатной температуре наиболее значимыми типами дефектов в LiF являются F-центры и F_n-центры (агрегаты F-центров с $n = 2, 3, \dots$), которые идентифицируются полосой поглощения в ультрафиолетовой области спектра. V_k-центры представляют собой локализованные в решетке дырки. H-центры в LiF стабильны только при $T \leq 60$ К. Кроме того, в щелочно-галоидных кристаллах наблюдаются также заряженные дефекты Френкеля, т.е. пустые вакансии галогена и междуузельные ионы галогена, называемые α - и I-центрами (появляются в результате туннельной рекомбинации первичных дефектов Френкеля — F- и H-центров). При длительном радиационном облучении концентрация таких центров может быть высокой. Так, при облучении кристаллов KBr при $T = 10$ К отношение числа генерируемых α - и I-пар Френкеля к числу F- и H-центров равно приблизительно 4–5.

Ионное облучение LiF вызывает окрашивание (появление центров окраски) кристалла в цветовой гамме от желтого до темно-коричневого цвета в зависимости от применяемого флюенса. В качестве методов исследования нарушений и треков в щелочно-галоидных

кристаллах используют: оптическое поглощение (ОП), МУРР, химическое травление, сканирующую атомную силовую микроскопию (САСМ) иprofilометрию поверхности (ПП).

Наиболее обстоятельно изучены процессы трекообразования в LiF [183, 190, 215–217]. В большом цилиндрическом гало с диаметром в несколько десятков нанометров вокруг траектории быстрых ионов наблюдаются точечные дефекты, такие, как F- и F₂-центры, выявляемые методом ОП, и подобные нарушения, характерные для обычных типов облучения (электроны, рентгеновские лучи). Если $(dE/dx)_e$ ионов составляет ≈ 10 кэВ нм⁻¹, то формируются более сложные дефекты в очень малом ядре трековой области с радиусом 1–2 нм. Эта центральная область выявляется МУРР и химическим травлением. Ядро треков состоит из квазицилиндрических прерывистых областей сложных дефектов (предположительно малые коллоиды атомов Li, молекулярные комплексы фтора и вакансационные кластеры). Методом ПП выявляется существенное распускание, вызванное ионным облучением [190, 217]. Распускание может быть отнесено к радиусу трека $\approx 5–10$ нм, т.е. характерно для промежуточной зоны между ядром трека и гало. Оно проявляется при значительно более низких пороговых потерях энергии, составляющих около 4 кэВ нм⁻¹.

Отметим еще ряд важных особенностей трекообразования в LiF. С ростом флюенсов ионов растет концентрация центров окраски, и при флюенсе ионов, которому соответствует перекрытие индивидуальных трековых областей, наблюдается насыщение концентрации F-центров. Концентрация F-центров принимает значение $\approx 10^{19}$ см⁻³, которое типично для начала процесса агломерации простых дефектов в кластеры дефектов при высоких дозах облучения электронами или гамма-квантами.

В то время как центры окраски отжигаются даже при $T \leq 300$ °C, эффективность химического травления и МУРР-контраста остаются почти неизменными вплоть до 400 °C, а также практически не изменяются при уменьшении температуры облучения до 15 K [218].

Такое поведение результатов химического травления и МУРР-контраста при низких температурах является, в определенной мере, неожиданным и свидетельствует о нетермической природе агломерации дефектов в ядре трека, так как обычно при низких температурах генерация F-центров сильно подавляется.

Радиус трека, определяемый F-центрами, составляет ≈ 5 нм при облучении легкими ионами, например, S (4,3 кэВ нм⁻¹), и возрастает до 30 нм при облучении ионами Au (24 кэВ нм⁻¹) (рис. 20). Радиусы, полученные из измерений МУРР, приблизительно на порядок меньше, чем извлеченные из спектроскопии ОП (см. рис. 20). Значения $(dE/dx)_e, th$ для выявления трековых областей методом МУРР и химическим травлением близки и составляют около 10 кэВ нм⁻¹. Наблюдается также зависимость размера ядра трека от скорости иона при одинаковых $(dE/dx)_e$ [190].

Распускание в неаморфизуемых щелочно-галоидных кристаллах (LiF, CaF₂) при облучении быстрыми тяжелыми ионами выявляет общие тенденции (зависимость от флюенса, $(dE/dx)_e, R_p$), характерные для аморфизующихся материалов, таких, как Al₂O₃, LiNbO₃, Gd₃Ga₅O₁₂, и кварц α -SiO₂ [190]. Неожиданным является то, что для

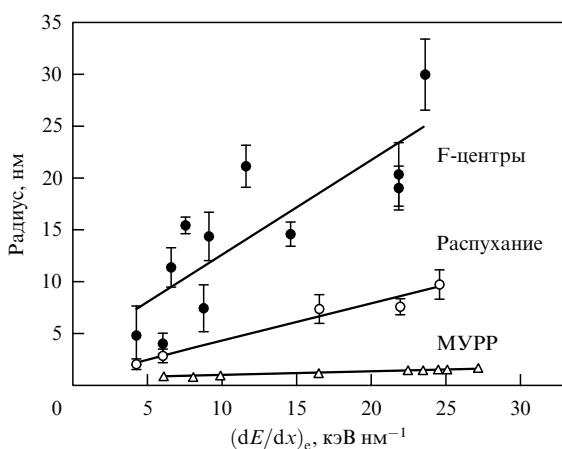


Рис. 20. Радиусы треков в LiF, полученные из спектроскопии ОП (F-центров), профилометрии (распухание) и МУРР [190].

данного типа ионов и энергии распухание в LiF приблизительно такое же, как и в аморфизуемых материалах, у которых это явление вызывается значительным изменением плотности при фазовом переходе кристалл–аморфное вещество. В аморфизуемых материалах, радиусы аморфных трековых областей, полученные методом HRTEM (High-resolution transmission electron microscopy), только на 10–20 % отличаются по размеру от радиусов, определенных из данных по распуханию. Обоим эффектам в этих материалах соответствуют одинаковые пороговые потери энергии иона.

Йенсен и соавторы [219] с помощью метода HRTEM наблюдали треки при облучении кристаллов CaF₂ кластерными ионами Au⁺ (20,2 МэВ), C₅⁺ (20,2 МэВ), C₁₀⁺ (20,2 МэВ) и C₆₀⁺ (30,2 МэВ). Диаметры треков составляли 4,9 нм, 2,95 нм, 6,1 нм и 10,9 нм соответственно. По мнению авторов [219], треки состоят из ориентированных анионных пор или включений кальция. Облучение люминесцентных кристаллов CsI и CsI-Tl ионами Kr⁺ с $E = 8,63$ МэВ а.е.м.⁻¹ при $T = 15$ К [214] приводит к формированию ярко выраженной полосы поглощения, связанной с F-центрами. Дополнительно наблюдается широкая полоса поглощения между экситонной и F-центровой полосами, которая приписывается анионным вакансиям, α -центру, автолокализованным дыркам, V_k-центрар и междуузлям, а также Н-центрам [214].

Слаболегированные таллием ($\approx 10^{17}$ см⁻³) кристаллы CaF₂ выявляют более низкую радиационную стойкость в отношении генерации F-центров, чем чистый материал. В то же время в сильнолегированном CsI-Tl практически не наблюдалось формирование F-центров.

Смешанные щелочно-галоидные кристаллы K_{0,8}Rb_{0,2}I облучались ионами Ar с $E = 13,6$ МэВ в диапазоне температур 20–200 К [220]. При температуре 20 К образование F-центров полностью подавляется и пренебрежимо мало при $T = 100$ К. Полная скорость генерации дефектов при $T = 20$ К больше, чем при $T = 100$ К. Ионная бомбардировка при $T = 20$ К вызывает формирование таких дефектов, как Н- и I-центры, которые, как известно, имеют низкую термостабильность. Это свидетельствует о том, что эффекты термического пика не проявляются и не влияют на создание и

стабилизацию дефектов структуры в указанном материале.

8.3. Процессы, сопутствующие прохождению быстрых ионов в оксидных материалах

В 80–90-е годы выполнено большое число работ по изучению процессов дефектообразования и трекообразования в таких оксидных материалах, как Y₃Fe₅O₁₂, BaFe₁₂O₁₉, SrFe₁₂O₁₉, AFe₂O₄ ($A = \text{Mg, Ni или Zn}$), Bi₂Fe₄O₉, YBa₂Cu₃O_{7- δ} , LiNbO₃, Al₂O₃, UO₂ и SiO₂ (см. обзор [182] и работы, цитированные там). Для этих целей чаще всего использовались методы: МУРР, электронной микроскопии высокого разрешения, обратного резерфордовского рассеяния с канализированием ионов (OPPK). Используя поверхностное приближение, долю поврежденного материала d можно непосредственно вычислить из спектров OPPK. Предполагая отсутствие отжига, модель прямого разупорядочения для формирования дефектов предсказывает следующую кинетику процесса: $d = 1 - \exp(-A^* D t)$, где D — флюенс ионов, A^* — сечение нарушенной области, создаваемой ионом. В случае цилиндрических треков эффективный радиус R_{eff} цилиндра можно вычислить из соотношения: $A^* = \pi R_{\text{eff}}^2$.

8.3.1. Морфология треков и пороговые потери энергии для трекообразования в оксидных материалах. Систематические исследования дефектов, создаваемых тяжелыми быстрыми ионами в магнитных изоляторах, проведены группами Хоуперта [221], Студера [179] и Константини [222–225]. На основании результатов этих работ можно выделить пять специфических областей (рис. 21), характеризующих морфологию треков. Большой разброс радиусов треков при одном и том же значении $(dE/dx)_e$ свидетельствует о значительной роли скорости ионов. Как уже ранее отмечалось, при одинаковых $(dE/dx)_e$ меньшей энергии ионов соответствует большая плотность выделенной энергии и соответственно больший радиус скрытого трека. В большинстве случаев треки в магнитных изоляторах, представляют собой аморфные области. Их размер и особенности формирования достаточно хорошо описываются в рамках модели термиче-

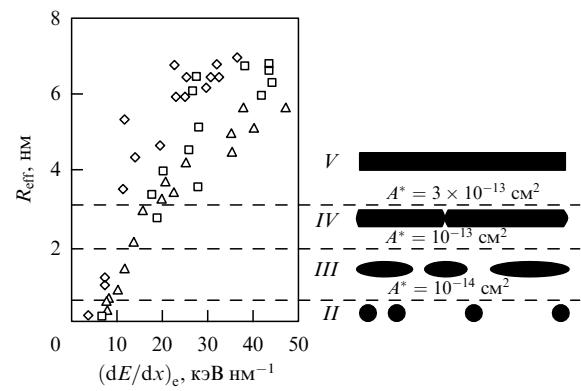


Рис. 21. Эффективный радиус как функция $(dE/dx)_e$ и соответствующая морфология трековых областей в Y₃Fe₅O₁₂ [221], $R_{\text{eff}} = (A^*/\pi)^{1/2}$. Ромбики — энергии ионов от 0,03 до 2 МэВ а.е.м.⁻¹, квадраты — энергии от 2 до 8 МэВ а.е.м.⁻¹, треугольники — энергии от 8 до 30 МэВ а.е.м.⁻¹. Область I, для которой характерно создание повреждений (аморфных областей) за счет ядерных столкновений ($A^* \approx 10^{-18} - 10^{-16}$ см⁻²) на рисунке не представлена.

ских пиков [182, 226]. Переход от аморфной фазы трека к кристаллической матрице является очень резким как в случае магнитных изоляторов, так и в таких материалах, как $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, ZrSiO_4 и др. [182]. Это позволяет достаточно строго определить размер треков.

Хоуперт с соавторами [221] изучали эволюцию морфологии трековых областей с изменением $(dE/dx)_e$ для таких материалов, как $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$, NiFe_2O_4 и MgFe_2O_4 , при энергии ионов от 8 до 40 МэВ а.е.м.⁻¹. Отметим некоторые характерные черты результатов этих наблюдений. На картинах TEM (Transmission electron microscopy) присутствуют непрерывные и прерывистые цилиндрические области, а также сферические дефекты вдоль траектории иона (см. рис. 21). Область *II* на рис. 21, когда $R_{\text{eff}} < 0,56$ нм, $A^* < 10^{-14}$ см², соответствует случаю доминирования электронных нарушений над ядерными. Протяженные дефекты являются почти сферическими с диаметром 3 нм. Для $0,56 < R_{\text{eff}} < 1,8$ нм, $10^{-14} < A^* < 10^{-13}$ см² характерно перекрытие сферических дефектов и образование цилиндрических дефектов с диаметром 3 нм (обл. *III*). Если $1,8 < R_{\text{eff}} < 3,1$ нм, $10^{-13} < A^* < 3 \times 10^{-13}$ см², то начинают перекрываться цилиндрические дефекты и становится эффективным химическое травление скрытых треков (обл. *IV*). При $R_{\text{eff}} > 1,3$ нм, $A^* > 3 \times 10^{-13}$ см² дефектные области представляют собой длинные непрерывные цилиндры из аморфного материала и наблюдается гомогенная нарушенность внутри цилиндра. В случае $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, облучаемого ионами с энергией около 12 МэВ а.е.м.⁻¹ в режиме высоких скоростей [224], потерян энергии в диапазоне $4,5 < (dE/dx)_e < 7$ кэВ нм⁻¹ соответствует появление сферических дефектов с $R_{\text{eff}} > 1,3$ нм.

При $7 < (dE/dx)_e < 14$ кэВ нм⁻¹ происходит перколоция сферических дефектов и формируются прерывистые цилиндрические дефекты с $R_{\text{eff}} = 1,5$ нм. Если же $14 < (dE/dx)_e < 20$ кэВ нм⁻¹, то наблюдается перколоция цилиндрических дефектов, а радиус треков начинает увеличиваться. Непрерывные длинные цилиндрические треки образуются при $(dE/dx)_e > 20$ кэВ нм⁻¹. Аналогичная картина наблюдалась Дартигом и др. [227] и Албрехтом и др. [228] при облучении слюды. В слюде, облученной ионным пучком, направленным по нормали к плоскости скола, трековые области имеют цилиндрическую форму и содержат аморфный материал [229–233]. Граница между аморфной областью и кристаллической матрицей является резкой без какой-либо переходной области и без контраста напряжений, характерного для кристаллов GeS [231].

Пороговые потери энергии, при которых появляются протяженные дефекты в других магнитных изоляторах, таких, как $\text{BaFe}_2\text{O}_{10}$ и NiFe_2O_4 , составляют 10 кэВ нм⁻¹ и 14 кэВ нм⁻¹ соответственно [179]. Непрерывные аморфные треки в ZnFe_2O_4 наблюдаются при облучении ионами с $(dE/dx)_e = 26$ кэВ нм⁻¹, но не выявляются при $(dE/dx)_e = 16$ кэВ нм⁻¹ [158]. Зависимость морфологии треков от величины энергии, выделенной в электронную подсистему высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), иллюстрируется в табл. 4. Непрерывные колоннообразные треки из аморфного материала, с диаметром трека 7 нм, создаются в ВТСП-керамике $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ионами Pb^+ с $E = 6$ ГэВ и $(dE/dx)_e = 40$ кэВ нм⁻¹ [234]. Ионы U с $E = 6$ ГэВ, которым соответствует $(dE/dx)_e = 50$ кэВ нм⁻¹, создают аморфные треки диаметром

Таблица 4. Зависимость морфологии треков от величины $(dE/dx)_e$ в ВТСП-керамиках [180, 234–236]

Ион	$E, \text{ГэВ}$	$(dE/dx)_e, \text{кэВ нм}^{-1}$	Морфология
YBaCu_3O_7			
Br	1,4	11	Нет
Xe	3,5	19	Прерывистый
Sn	0,58	28	Прерывистый
Pb	5,3	35	Непрерывный
Au	1,0	38	Непрерывный
$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_1\text{Cu}_2\text{O}_8$			
I	0,5	27	Непрерывный
$\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$			
Pb	6	40	Непрерывный

11 нм в таллиевой ВТСП-керамике ($\text{TlBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$) [234]. Цилиндрические трековые области в ВТСП-материалах вызывают радикальное увеличение критических токов при высокой температуре и сильных магнитных полях. Этот полезный эффект можно объяснить как следствие эффективного пиннинга (связывания) магнитных силовых линий цилиндрическими (колоннообразными) дефектами структуры [234–238].

Два различных подхода при интерпретации наблюдавшихся в кварце SiO_2 аморфных трековых областей использованы французскими учеными [239, 240]: ставшая уже стандартной модель термического пика [239] и механизм пика точечных дефектов [240]. Формирование непрерывных аморфных треков в LiNbO_3 характерно для потерь энергии ионов $(dE/dx)_e > 10$ кэВ нм⁻¹, а прерывистых треков из изолированных дефектов — для $(dE/dx)_e < 10$ кэВ нм⁻¹ [241, 242]. Непрерывные треки оказываются окружеными оболочкой из напряженного кристалла. В таких кристаллах наблюдалась ускоренная трековая диффузия дополнительно имплантированных атомов европия [242].

Формирование аморфных треков характерно также для таких материалов, как KTiOPO_4 [243], UO_2 с пороговыми потерями $(dE/dx)_{e,\text{th}} \geq 22\text{--}29$ кэВ нм⁻¹ [244, 245], MoO_3 , MoS_2 [114], TeO_2 (с максимальным, согласно имеющимся в литературе данным, радиусом трека) [226], RCO_2 , где $R = \text{Y}, \text{Tm}, \text{Ce}$ (ферромагнитные аморфные треки в парамагнитной матрице) [246]. При облучении гипса ионами Xe с $E = 1$ МэВ а.е.м.⁻¹ обнаружены полые каналы вдоль траекторий ионов [136], образование которых объясняется авторами [136] уникальными структурными свойствами кристаллов гипса. В ряде других экспериментов наблюдалась значительно пониженная атомная плотность в области ядра трека. Например, в цирконе [128] атомная плотность внутри трека, созданного ионами Pb с $E = 14$ МэВ а.е.м.⁻¹, составляла только 10 % от атомной плотности матрицы. В полимерах это значение составляло около 12 % [240], а трековая плотность в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ после облучения ионами Au с $E = 1$ ГэВ соответствовала 20 % от исходной плотности материала [180]. Формирование сквозных дыр диаметром ≈ 5 нм обнаружено в пленках наноразмерного порошка SnO_2 , облученного ионами Pb с $E = 4,6$ МэВ а.е.м.⁻¹ [247]. Аналогичные результаты получены и в случае облучения таких пленок ионами Ta, Pb и

У с $(dE/dx)_e \geq 40$ кэВ нм⁻¹ [248]. Этот эффект в рамках модели термопика объясняется авторами [248] как результат испарения материала в треке.

Интересными для практики являются результаты [249] по созданию нанокристаллитов Si (диаметром 2–3 нм) в SiO₂ при формировании треков в α -SiO ионами Ni и Pb. Такой метод позволяет создавать квантовые точки и проволоки и управлять оптическими свойствами материалов.

В ряде работ изучалась склонность к трекообразованию в стойких по радиолизу широкозонных изоляторах. Облучение Al₂O₃ быстрыми ионами с $(dE/dx)_e = 24–44$ кэВ нм⁻¹ вызывает появление значительного количества повреждений и эффективный диаметр треков изменяется от ≈ 3,6 до 5,2 нм с ростом величины удельных потерь энергии [191, 250]. Тем не менее остался невыясненным вопрос, являлось ли ядро треков аморфным или разупорядоченным, но в кристаллическом состоянии. Для Al₂O₃ и MgO определены пороговые потери энергии $(dE/dx)_{e, th}$ для создания дефектов, составляющие 20 и 22 кэВ нм⁻¹ соответственно, однако аморфизация ядра треков не имела места вплоть до 40 кэВ нм⁻¹ [251]. Скуратов с коллегами [252] заметили резкое уменьшение величины отношения интенсивности люминесценции для F- и F⁺-центров в поликристаллическом корунде Al₂O₃, облученном быстрыми ионами с $(dE/dx)_e \geq 5$ кэВ нм⁻¹. Практически сплошной аморфный слой толщиной 2 мкм формируется в корунде, облученном ионами иода с $E = 85$ МэВ, $(dE/dx)_e \geq 4–5$ кэВ нм⁻¹ и флюенсом $2,8 \times 10^{14}$ см⁻² [253]. Толщина этого слоя увеличивается до 4,5 мкм при росте флюенса до $1,2 \times 10^{15}$ см⁻². Эти результаты свидетельствуют о сильном влиянии структурного состояния материала на пороговые потери энергии для дефекто- и трекообразования. В целом, как сапфир, так и корунд являются весьма стойкими в отношении аморфизации за счет упругих столкновений. Так, для аморфизации корунда при $T = 200$ К требуется несколько десятков смещений на атом [253]. Следует отметить, что, в целом, аморфизация за счет электронных возбуждений более эффективна, чем за счет ядерных столкновений [182]. Плотность выделенной энергии для аморфизации в режиме электронного торможения, по крайней мере в 5 раз меньше, чем в режиме ядерного торможения [254].

Кристаллы MgAl₂O₄, характеризующиеся такой же шириной запрещенной зоны, как и Al₂O₃ (9 эВ), обладают еще более высокой стойкостью в отношении аморфизации за счет упругих столкновений [255]. Одной из возможных причин такой высокой радиационной стойкости MgAl₂O₄ по сравнению с радиационной стойкостью корунда Al₂O₃ является значительно более низкая энергия миграции междуузельных атомов (0,21 эВ по сравнению с 0,6 эВ) [256]. Облучение поликристаллических мишней из MgAl₂O₄ ионами Kr⁺ с энергией 430 МэВ и ионами Xe⁺ с $E = 614$ МэВ вызывает формирование практически непрерывных треков с диаметрами ≈ 2,0 и 2,6 нм соответственно [256]. Согласно результатам из работы [256], облучение быстрыми тяжелыми ионами обуславливает структурные разупорядочения октаэдрических катионов, но не создает аморфного ядра в треках, как это уже отмечалось выше для Al₂O₃ и MgO. Тем не менее следует отметить, что аморфная шпинель может легко рекристаллизоваться за счет ионизирующей радиации при облучении электронами с

энергией 100–200 кэВ [256] при исследованиях с помощью ПЭМ. Формирование сплошного аморфного слоя на этой шпинели происходит при облучении ионами иода с более высокими флюенсами 10^{16} см⁻² и с $E = 72$ МэВ, $(dE/dx)_e \geq 8$ кэВ нм⁻¹ при $T = 300$ К [256]. Однако дискуссионным остается механизм, ответственный за образование такого аморфного слоя: прямая аморфизация в отдельных треках или аморфизация за счет кратного перекрытия нарушенных кристаллических ионных треков.

В оксидных материалах размер радиуса треков существенно зависит от сопротивления материала при соблюдении одинаковых условий ионного облучения (табл. 5). Следовательно, электронные свойства облученных материалов должны учитываться при создании строгой теории трекообразования.

Таблица 5. Сравнение чувствительности различных материалов при $(dE/dx)_e = 25$ кэВ нм⁻¹ и энергии ионов 2 МэВ а.е.м.⁻¹ [182]. R_{tr} — измеренный радиус трека

Материал	R_{tr} , нм	Плотность энергии, эВ на атом	Сопротивление, Ом см
SiO ₂	7	1,2	$10^{14}–10^{16}$
Y ₃ Fe ₅ O ₁₂	4,5	2,2	10^{12}
BaFe ₁₂ O ₁₉	4,0	2,2	10^5
MgFe ₂ O ₄	3,4	1,7	5×10^{-3}
ZnFe ₂ O ₄	2,0	2,0	5×10^{-2}
YBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ}	1,5	3,0	5×10^{-3}

9. Заключение

Анализ процессов, сопутствующих прохождению ионов сверхвысоких энергий в твердых телах, свидетельствует об определяющей роли сильных электронных возбуждений в генерации дефектов структуры, интенсивном неупругом распылении материалов и инициировании ряда специфических эффектов, таких, как формирование треков, локальное плавление, аморфизация, создание фаз высокого давления, фуллеренов и углеродных нанотрубок.

Механизм трекообразования до сих пор остается дискуссионным. Однако большой объем современных экспериментальных данных позволяет сделать вывод, что в случае большинства изоляторов, полупроводников, а также дисперсных материалов с металлической проводимостью процессы формирования расплавленных областей с последующей быстрой их закалкой являются причиной регистрируемых структурно-фазовых изменений в облученных материалах. Модель термопика позволяет интерпретировать большинство экспериментальных данных для этих материалов. Для таких материалов, как щелочно-галоидные кристаллы, наиболее приемлемой на сегодняшний день является экситонная модель [189, 208].

В зависимости от сорта металла и его структурного состояния высокое энерговыделение в электронную подсистему может приводить как к отжигу ранее созданных и генетических дефектов структуры, так и к весьма высокой эффективности дефектообразования, которая более чем в 20 раз превышает эффективность процессов ядерного торможения. В ряде металлов наблюдается трекообраз-

ное формирование дефектных конденсатов, группирующихся в цилиндрической области вдоль траектории иона.

В аморфных сплавах и соединениях с металлической проводимостью в таких условиях ионного облучения обнаружен эффект сильной радиационно-индуцированной ползучести со значительным изменением поперечных размеров и толщины объектов.

Проявление процесса трекообразования, фазовый состав треков и их морфология зависят от ряда важных факторов, таких, как:

- электронные свойства облучаемого материала (металл, полупроводник или изолятор, ширина запрещенной зоны, время электрон-фононной релаксации);
- структурное состояние мишени (моноокристалл, аморфный материал, поликристалл, размер зерен; наличие и типы дефектов структуры, границ, примесей), которое определяет время электрон-фононной релаксации, температуру вблизи от траектории иона, возможность и скорость эпитаксиальной перекристаллизации;
- композиционная и структурная сложность облучаемого материала, обуславливающая также скорость эпитаксиальной перекристаллизации локальной области;
- аморфизуемость двухкомпонентных кристаллов, зависящая от величины составляющей ионной связи;
- начальное пространственное распределение энергии, выделенной в электронную подсистему, и энергетический спектр электронных возбуждений, которые определяют температуру локальной области на стадии термализации возбужденной области. Так, при тех же значениях $(dE/dx)_e$ ион с более высокой скоростью генерирует большее по размеру радиальное распределение энергии, выделенной электронам тормозящей среды, что определяет, в результате, меньший радиус трека. Наиболее плотные возбуждения соответствуют случаю облучения материалов кластерными ионами (например, ионами фуллеренов).

Процесс формирования скрытых треков, сопровождаемый кратковременным химическим травлением, широко используется на практике для создания фильтров на основе полимерных материалов с микронными, субмикронными и нанометровыми размерами пор для химической, медицинской и биологической промышленности; металлических нанопроволок в полимерах, магнитных многослойных нанопроволок, высокочувствительных сенсоров [257].

Однако специфическая структура трековых областей позволяет прогнозировать широкие горизонты их применения и в других производственных сферах в XXI веке.

Как показано в обзоре, полые или почти пустые трековые области могут быть заполнены атомами практически любого сорта за счет процесса трековой миграции атомов из поверхностного слоя или из матрицы. При этом коэффициент диффузии атомов вдоль канала треков на многие порядки превышает его величину для ненарушенного материала. Учитывая, что диаметр каждого трека часто составляет от 1 до 10 нм, число треков на 1 см² площади поверхности достигает 10¹². Таким образом, плотность упаковки элементов в такой системе наноэлектроники может достигать 10¹² элементов на 1 см² и более, т.е. в 10³ раз превышать предельно достижимую в настоящее время. Возможность туннелирования электронов через стенки соседних изолирующих каналов позволяет прогнозировать создание новых классов при-

боров наноэлектроники. Уникальные оптические, фотоэлектрические и проводящие свойства треков могут привести к появлению нового поколения электронных и оптоэлектронных наноразмерных приборов.

Интересными для целей создания упорядоченной системы квантовых проволок и цепочек квантовых точек являются процессы формирования непрерывных и прерывистых треков в материалах с пересыщенными твердыми растворами. Для перенасыщения примесями можно использовать обычную ионную имплантацию.

Пластики, как эффективные материалы для трекообразования, уже в настоящее время используются в радиобиологической дозиметрии в качестве детекторов радиоактивного газа радона, вредного для человеческого здоровья [258]. Такие детекторы особенно эффективны для контроля содержания радона в жилых помещениях путем накопления информации по методу техники треков с последующим химическим проправливанием материала детектора и простой оптической регистрацией треков. Исследования процесса выделения радона из земли на обширной площади по трековому методу позволяет прогнозировать крупные землетрясения [258].

Трековая технология является также перспективной для увеличения критических токов и магнитных полей в ВТСП-керамиках, формирования квантовых точек и квантовых проволок в изоляторах путем преципитации одной из компонент соединения, увеличения адгезии металлических слоев к полимерам и создания ферромагнитных наноразмерных проволок в парамагнитных материалах.

Список литературы

1. Dunlop A et al. *C.R. Acad. Sci. Ser. II* **309** 1277 (1989)
2. Dunlop A et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **48** 419 (1990)
3. Audouard A et al. *Europhys. Lett.* **3** 327 (1991)
4. Dunlop A et al. *J. Phys.: Condens. Matter* **2** 1733 (1990)
5. Audouard A et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **59/60** 414 (1991)
6. Audouard A et al. *Radiat. Eff. Defects Solids* **110** 113 (1989)
7. Balanzat E *Radiat. Eff. Defects Solids* **126** 97 (1993)
8. Rivière J P et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **59/60** 781 (1991)
9. Tombrello T A *Nucl. Instrum. Meth. B* **95** 501 (1995)
10. Dufour Ch et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **107** 218 (1996)
11. Dammak H, Dunlop A, Lesueur D *Nucl. Instrum. Meth. B* **107** 204 (1996)
12. Dunlop A, Dammak H, Lesueur D *Nucl. Instrum. Meth. B* **112** 23 (1996)
13. Wang Z G et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **107** 175 (1996)
14. Dufour Ch, Paumier E, Toulemonde M *Nucl. Instrum. Meth. B* **122** 445 (1997)
15. Ossi P M, Pastorelli R *Nucl. Instrum. Meth. B* **122** 566 (1997)
16. Barbu A et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **145** 354 (1998)
17. Slowinski B *Nukleonika* **44** (2) 271 (1999)
18. Henry J et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **67** 390 (1992)
19. Dunlop A et al. *Europhys. Lett.* **15** 765 (1991)
20. Legrand P et al. *Mater. Sci. Forum* **97–99** 587 (1992)
21. Dunlop A, Lesueur D *Mater. Sci. Forum* **97–99** 553 (1992)
22. Dammak H et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 1135 (1995)
23. Dunlop A et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **36** 412 (1989)
24. Dammak H et al. *Radiat. Eff. Defects Solids* **126** 111 (1993)
25. Barbu A et al. *Europhys. Lett.* **15** 37 (1991)
26. Trautmann C et al. *Radiat. Eff. Defects Solids* **126** 207 (1993)
27. Dunlop A, Lesueur D *Radiat. Eff. Defects Solids* **126** 123 (1993)
28. Лифшиц И М, Каганов М И, Танатаров Л В *Атомная энергия* **6** 391 (1959)
29. Давыдов А А, Калиниченко А И *Проблемы ядерной физ. и космич. лучей* **26** 60 (1986)
30. Мартыненко Ю В, Явлинский Ю Н *ДАН СССР* **270** 88 (1983)

31. Глушцов А И и др. *ДАН БССР* **31** 609 (1987)
32. Averback R S, De La Rubia T D, Benedek R *Nucl. Instrum. Meth. B* **33** 693 (1988)
33. Koponen I *Nucl. Instrum. Meth. B* **71** 234 (1992)
34. Yoffa E *J Phys. Rev. B* **21** 2415 (1980)
35. Toulemonde M et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **112** 26 (1996)
36. Kamarou A A, Malafei D A, Shchelik V S, in *Proc. of the II Intern. Conf. CFDM-98 "Finite-Difference Methods: Theory and Applications"* Vol. 2 (Minsk, 1998) p. 56
37. Wang Z G et al. *J. Phys.: Condens. Matter* **6** 6733 (1994); Erratum, *ibid.* **7** 2575 (1995)
38. Waligorski M P R, Hamm R N, Katz R *Nucl. Tracks Rad. Meas.* **11** 309 (1986)
39. Комаров Ф Ф, Новиков А П, Хоанг А Т *Изв. АН БССР* (5) 81 (1987)
40. Brorson S D et al. *Phys. Rev. Lett.* **64** 2172 (1990)
41. Мартыненко Ю В, Явлинский Ю Н *Поверхность: Физ., хим., мех.* (6) 5 (1988)
42. Toulemonde M, Paumier E, Dufour Ch *Radiat. Eff. Defects Solids* **126** 201 (1993)
43. Комаров Ф Ф *Ионная имплантация в металлы* (М.: Металлургия, 1990)
44. Ziemann P, Miehle W, Plewnia A *Nucl. Instrum. Meth. B* **80/81** 370 (1993)
45. Paumier E et al. *Radiat. Eff. Defects Solids* **126** 181 (1993)
46. Bitensky I S, Parilis E S *Nucl. Instrum. Meth. B* **21** 26 (1987)
47. Калиниченко А И, Лазурник-Эльцуфин В Т *ЖТФ* **65** 2364 (1973)
48. Борин И П *ФТТ* **20** 2222 (1978)
49. Lagrand P, Morillo J, Pontikis V *Radiat. Eff. Defects Solids* **126** 51, 163 (1993)
50. Fleischer R L, Price P B, Walker R M *Nuclear Tracks in Solids* (Berkeley, Calif.: Univ. of California Press, 1975)
51. Klaumünzer S, Ming-dong Hou, Schumacher G *Phys. Rev. Lett.* **57** 850 (1986)
52. Ritchie R H, Claussen C *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res.* **198** 133 (1982)
53. Белый В А, Комаров Ф ЖТФ **68** (9) 42 (1998)
54. Watson C C., Tombrello T A *Radiat. Eff.* **89** 263 (1983)
55. Комаров Ф Ф, Комаров А А *Вакуумная техника и технология* **4** (1) 3 (1994)
56. Bringa E M, Johnson R E *Nucl. Instrum. Meth. B* **143** 513 (1998)
57. Bringa E M, Johnson R E, Dutkiewicz L *Nucl. Instrum. Meth. B* **152** 267 (1999)
58. Barbu A et al. *MRS Bull.* **20** (12) 29 (1995)
59. Dunlop A, Lesueur D, Barbu A *J. Nucl. Mater.* **205** 426 (1993)
60. Barbu A et al. *Mater. Sci. Forum* **97–99** 577 (1992)
61. Баранов А И и др. УФН **156** 477 (1988)
62. Лаптева Ф С, Эршлер Б В *Атоминая энергия* **1** (4) 63 (1956)
63. Мартыненко Ю В, Явлинский Ю Н *Поверхность: Физ., хим., мех.* (6) 5 (1988)
64. Cheblukov Yu N et al., *Scientific Report* (Darmstadt, 1989)
65. Komarov F F *J. Langmuir* **12** 199 (1996)
66. Legg K O, Whaley R, Thomas E W *Surf. Sci.* **109** 11 (1981)
67. Воробьева И В, Гегузин Л Е, Монастыренко В Е *ФТТ* **28** 163 (1986)
68. Дидақ А Ю и др. *Письма в ЖТФ* **26** (2) 1 (2000)
69. Дидақ А Ю и др. *Перспективные материалы* (1) 58 (2001)
70. Yavlinskii Yu *Nucl. Instrum. Meth. B* **146** 142 (1998)
71. Hou V D, Klaumünzer S, Schumacher G *Nucl. Instrum. Meth. B* **19/20** 16 (1987)
72. Audouard A et al. *Radiat. Eff. Defects Solids* **126** 63 (1993)
73. Benyagoub A, Klaumünzer S *Radiat. Eff. Defects Solids* **126** 105 (1993)
74. Garrido F et al. *Radiat. Eff. Defects Solids* **126** 129 (1993)
75. Gutzmann A et al. *Radiat. Eff. Defects Solids* **126** 133 (1993)
76. Garrido F et al. *Phys. Rev. B* **52** 6273 (1995)
77. Audouard A et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **107** 185 (1996)
78. Benyagoub A et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **107** 189 (1996)
79. Rao B V et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **129** 487 (1997)
80. Комаров Ф Ф, Комарова В С *Вакуумная техника и технология* **4** (4) 32 (1994)
81. Ryazanov A I, Volkov A E, Klaumünzer S *Phys. Rev. B* **51** 12107 (1995)
82. Trinkaus H *J. Nucl. Mater.* **223** 196 (1995)
83. Trinkaus H, Ryazanov A I *Phys. Rev. Lett.* **74** 5072 (1995)
84. Trinkaus H *Nucl. Instrum. Meth. B* **107** 155 (1996)
85. Trinkaus H *Nucl. Instrum. Meth. B* **146** 204 (1998)
86. Ryazanov A I, Trinkaus H, Volkov A E *Phys. Rev. Lett.* **84** 919 (2000)
87. Pacaud J et al. *Radiat. Eff. Defects Solids* **126** 369 (1993)
88. Leguay R, Dunlop A, Chevallier J *Radiat. Eff. Defects Solids* **126** 159 (1993)
89. Marfaing J et al. *Appl. Surf. Sci.* **46** 422 (1990)
90. Richomme F et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **107** 374 (1996)
91. Juraszek J et al. *Phys. Rev. B* **61** 12 (2000)
92. Nagel R, Balogh A G *Nucl. Instrum. Meth. B* **156** 135 (1999)
93. Senkara J et al. *Elektronika (Poland)* (11) 11 (1999)
94. Wang L et al. *Radiat. Eff. Defects Solids* **126** 403 (1993)
95. Matsumoto N et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **80/81** 428 (1993)
96. Адаби М А и др. *Изв. РАН. Сер. Металлы* (4) 93 (1995)
97. Jain A et al. *Vacuum* **46** 369 (1995)
98. Дидақ А Ю *Изв. РАН. Сер. Металлы* (3) 128 (1995)
99. Toulemonde M et al. *Phys. Status Solidi A* **114** 467 (1989)
100. Mary P et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **62** 391 (1992)
101. Levalois M, Bogdanski P, Toulemonde M *Nucl. Instrum. Meth. B* **63** 14 (1992)
102. Marie P, Levalois M, Paumier E *J. Appl. Phys.* **79** 7555 (1996)
103. Mikou M et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **107** 246 (1996)
104. Bhatia K L et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **94** 379 (1994)
105. Вариченко В С и др., Препринт № Р14-95-74 (Дубна: ОИЯИ, 1995)
106. Varichenko V S et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **107** 268 (1996)
107. Zhu Zh et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **135** 260 (1998)
108. Levalois M, Marie P *Nucl. Instrum. Meth. B* **156** 64 (1999)
109. Власукова Л А, Комаров А А, Комаров Ф Ф, в сб. *Труды IX Междунар. совещ. "Радиационная физика твердого тела"* Т. 1 (Севастополь, 1999) с. 252
110. Mikou M et al. *J. Phys. III (Paris)* **7** 1661 (1997)
111. Dunlop A, Jaskierowicz G, Della-Negra S *Nucl. Instrum. Meth. B* **146** 302 (1998)
112. Canut B et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **146** 296 (1998)
113. Izui K *J. Phys. Soc. Jpn.* **20** 915 (1965)
114. Furuno S et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **107** 223 (1996)
115. Antonova I A et al. *Phys. Status Solidi A* **147** K1 (1995)
116. Bourret A, Angert N, Grandin J P (Eds) *Proc. of the 3rd Intern. Symp. on Swift Heavy Ions in Matter, Caen, France, 15–19 May, 1995* (*Nucl. Instrum. Meth. B*, Vol. 107) (Amsterdam: North-Holland, 1996); see also references therein
117. Karamyan S A *Nucl. Instrum. Meth. B* **51** 354 (1990)
118. Wesch W et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **96** 290 (1995)
119. Chavan S T et al. *J. Appl. Phys.* **78** 2328 (1995)
120. Lhermitte-Sebire et al. *Philos. Mag. A* **69** 237 (1994)
121. Lhermitte-Sebire et al. *J. Mater. Sci.* **30** 2115 (1995)
122. Zaitsev A M *Mater. Sci. Eng. B* **11** 179 (1992)
123. Zaitsev A M et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **82** 421 (1993)
124. Вариченко В С и др., Препринт № Р14-95-181 (Дубна: ОИЯИ, 1995)
125. Вариченко В С и др., Препринт № Р14-95-145 (Дубна: ОИЯИ, 1995)
126. Ertchak D P, Efimov V G, Stelmakh V F *J. Appl. Spectrosc.* **64** 433 (1997)
127. Vetter J, Scholz R, Angert N *Nucl. Instrum. Meth. B* **91** 129 (1994)
128. Bursil L A, Braunshausen G *Philos. Mag. A* **62** 395 (1994)
129. Zaitsev A M *Radiat. Eff. Defects Solids* **126** 247 (1993)
130. Hedbabny H-J, Rogalla H *J. Appl. Phys.* **63** 2086 (1988)
131. Guimares R B et al. *J. Mater. Res.* **3** 1422 (1988)
132. Chadderton L T et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **91** 71 (1994)
133. Bitsensky I S, Demirev P, Sundqvist B U R *Nucl. Instrum. Meth. B* **82** 356 (1993)
134. Beloshitsky V V, Komarov F F, Kumakov M A *Phys. Rep.* **9** (3) 294 (1996)

135. Дидақ А Ю, Вариченко В С, Зайцев А М, Препринт № Р14-95-144 (Дубна: ОИЯИ, 1995)
136. Воробьева И В, Монастыренко В Е, Перелыгин В П *ФТТ* **31** 1 (1989)
137. Burenkov A F, Komarov F F, Fedotov S A *Phys. Status Solidi B* **169** 33 (1992)
138. Burenkov A F, Komarov F F, Fedotov S A *Nucl. Instrum. Meth. B* **67** 30 (1992)
139. Burenkov A F, Komarov F F, Fedotov S A *Nucl. Instrum. Meth. B* **67** 35 (1992)
140. Burenkov A F et al. *Radiat. Eff. Defects Solids* **125** 169 (1993)
141. Комаров Ф Ф, Комаров А Ф *ЖЭТФ* **113** 489 (1998)
142. Kumakhov M A, Shirmer G *Atomic Collisions in Crystals* (New York: Gordon and Breach Sci. Publ., 1989) Ch. 3
143. Burenkov A F et al. *Phys. Status Solidi A* **115** 427 (1989)
144. Biry L P et al., in *Proc. of Mater. Res. Soc. Spring Meeting, Carbon Symp.* (Strasbourg, 1998) p. 1
145. Herre O et al. *Phys. Rev. B* **58** 4832 (1998)
146. Gaiduk P I et al. *Nukleonika* **44** 189 (1999)
147. Gaiduk P I et al., in *Proc. of the 1st Intern. Symp. "Ion Implantation and Other Application of Ions and Electrons"* (Poland: Nalenchov, 1997) p. 48
148. Wesch W et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **146** 341 (1998)
149. Gaiduk P I, Komarov F F, Wesch W *Nucl. Instrum. Meth. B* **164/165** 377 (2000)
150. Gaiduk P I et al. *Phys. Rev. B* **61** 15785 (2000)
151. Комаров Ф Ф, Комаров А А *Вакуумная техника и технология* **8** (1) 3 (1998)
152. Белый В А, Комаров Ф Ф *ЖТФ* **68** (9) 42 (1998)
153. Chew N G, Cullis A G *Ultramicrose* **23** 175 (1987)
154. Childs G E, Eriks L J, Powell R L *Thermal Conductivity of Solids at Room Temperature and Below* (NBS Monograph, 131) (Washington: NBS, 1973)
155. Amelinckx S, van Landuyt J, in *Diffraction and Imaging Techniques in Material Science* 2nd ed. (Eds S Amelinckx, R Gevers, J van Landuyt) (Amsterdam: North-Holland, 1978) p. 107
156. Vohra Y K et al. *Phys. Rev. Lett.* **56** 1944 (1986)
157. Dartyge E, Sigmund P *Phys. Rev. B* **32** 5429 (1985)
158. Studer F et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **122** 449 (1997)
159. Tombrello T A et al. *Phys. Lett. A* **100** 42 (1984)
160. Belyi V A, Komarov F F, in *Proc. II Intern. Conf. "Ion Implantation and Other Application of Ions and Electrons"* (Lublin: Poland, 1998) p. 171
161. Belyi V A, Komarov F F *Nucl. Instrum. Meth. B* (2003) (to be published)
162. Мартыненко Б В, Явлинский Ю Н *Атомная энергия* **62** 80 (1987)
163. Volkov A E, Borodin V A *Nucl. Instrum. Meth. B* **107** 172 (1996)
164. Комаров Ф Ф, Белый В А *ЖЭТФ* **122** 366 (2002)
165. Бор Н *Прохождение атомных частиц через вещества* (М.: ИЛ, 1950)
166. Kumakhov M A, Komarov F F *Energy Loss and Ranges of Ions in Solids* (New York: Gordon and Breach, 1989)
167. Betz H-D *Rev. Mod. Phys.* **44** 465 (1972)
168. Martin F W *Phys. Rev. Lett.* **22** 329 (1969)
169. Moak C D *Phys. Rev. B* **10** 2681 (1974)
170. Datz Sh *Radiat. Eff.* **12** 163 (1972)
171. Дмитриев И С, Николаев В С *ЖЭТФ* **47** 615 (1964)
172. Ziegler J F, Biersack J P, Littmark U *The Stopping and Range of Ions in Solids* (New York: Pergamon Press, 1985)
173. Chadderton L T, Torrens I M *Fission Damage in Crystals* (London: Methuen, 1969)
174. Matzke H J *Radiat. Eff.* **64** 3 (1982)
175. Fischer B E, Spohr R *Rev. Mod. Phys.* **55** 907 (1983)
176. Balanzat E, Jousset J C, Toulemonde M *Nucl. Instrum. Meth. B* **32** 368 (1988)
177. Toulemonde M et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **39** 1 (1989)
178. Studer F et al. *Radiat. Eff. Defects Solids* **110** 55 (1990)
179. Studer F, Toulemonde M *Nucl. Instrum. Meth. B* **65** 560 (1992)
180. Komarov F F, Komarova V S *Vacuum Tech. Technol.* **4** (2) 21 (1994)
181. Provost J et al. *MRS Bull.* **20** (12) 22 (1995)
182. Toulemonde M *Nucl. Instrum. Meth. B* **156** 1 (1999)
183. Toulemonde M et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **166/167** 903 (2000)
184. Silk E C M, Barnes R S *Philos. Mag.* **7** 970 (1959)
185. Price P B, Walker R M *Phys. Rev. Lett.* **8** 217 (1962)
186. Trautmann C et al. *Mater. Res. Symp. Proc.* **504** 123 (1989)
187. Schwartz K et al. *Phys. Rev. B* **58** 11232 (1998)
188. Meftah A et al. *Phys. Rev. B* **48** 920 (1993)
189. Itoh N, Stoneham A M *Nucl. Instrum. Meth. B* **146** 362 (1998)
190. Trautmann C et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **164/165** 365 (2000)
191. Canut B et al. *Phys. Rev. B* **51** 12194 (1995)
192. Canut B et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **107** 194 (1996)
193. Fleischer R L *MRS Bull.* **20** (12) 17 (1995)
194. Tombrello T A *Nucl. Instrum. Meth. B* **83** 508 (1993)
195. Tombrello T A *Nucl. Instrum. Meth. B* **94** 424 (1994)
196. Tombrello T A *Nucl. Instrum. Meth. B* **95** 232 (1995)
197. Tombrello T A, Childs A M, Hartman J W *Nucl. Instrum. Meth. B* **145** 429 (1998)
198. Chadderton L T, Montagu-Pollok H *Proc. R. Soc. London Ser. A* **274** 239 (1969)
199. Bonfiglioli G, Ferro A, Mojoni A *J. Appl. Phys.* **32** 2499 (1961)
200. Watson C C, Tombrello T A *Radiat. Eff.* **89** 263 (1985)
201. Meftah A et al. *Phys. Rev. B* **49** 12457 (1994)
202. Meftah A et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **122** 470 (1997)
203. Naguib H M, Kelly R *Radiat. Eff.* **25** 1 (1975)
204. Катин В В, Мартыненко Ю В, Явлинский Ю Н *ЖТФ* **13** 276 (1987)
205. Szemes G *Phys. Rev. B* **52** 6154; **51** 8026 (1995)
206. Szemes G *Nucl. Instrum. Meth. B* **116** 141 (1996)
207. Szemes G *Nucl. Instrum. Meth. B* **122** 530 (1997)
208. Yavilskii Yu N *Nucl. Instrum. Meth. B* **166/167** 35 (2000)
209. Itoh N *Nucl. Instrum. Meth. B* **122** 405 (1997)
210. Yavilskii Yu N *Nucl. Instrum. Meth. B* **146** 142 (1998)
211. Agullo-Lopez F, Lopez F J, Jacue F *Cryst. Latt. Def. Amorph. Mat.* **9** 227 (1987)
212. Lushchik Ch B, in *Physics of Radiation Effects in Crystals* (Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Vol. 13, Eds R A Johnson, A N Orlov) (Amsterdam: North-Holland, 1986) p. 473
213. Itoh N, Tanimura K *J. Phys. Chem. Solids* **5** 717 (1980)
214. Popov A I, Balanzat E *Nucl. Instrum. Meth. B* **166/167** 545 (2000)
215. Müller A et al. *Appl. Phys. A* **66** 1147 (1989)
216. Müller A et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **146** 393 (1998)
217. Trautmann C, Schwartz K, Steckenreiter T *Nucl. Instrum. Meth. B* **156** 162 (1999)
218. Schwartz K et al. *Phys. Rev. B* **56** 10711 (1997)
219. Jensen J, Dunlop A, Della-Negra S *Nucl. Instrum. Meth. B* **141** 753 (1998)
220. Pariselle M A et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **166/167** 538 (2000)
221. Houpert Ch et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **39** 720 (1989)
222. Costantini J M et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **65** 568 (1992)
223. Costantini J M et al. *J. Appl. Phys.* **87** 1899 (2000)
224. Meftah A et al. *Phys. Rev. B* **48** 920 (1993)
225. Costantini J M et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **91** 288 (1994)
226. Szemes G et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **166/167** 949 (2000)
227. Dartyge E et al. *Phys. Rev. B* **23** 5213 (1981)
228. Albrecht D et al. *Appl. Phys. A* **37** 37 (1985)
229. Biró L P, Gyulai J, Havanesák K *Nucl. Instrum. Meth. B* **122** 476 (1997)
230. Chailley V, Dooryhee E, Levalois M *Nucl. Instrum. Meth. B* **107** 199 (1996)
231. Vetter J et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **141** 747 (1998)
232. Vorobyova I V, Reimann C T, Toulemonde M *Nucl. Instrum. Meth. B* **166/167** 959 (2000)
233. Neumann R *Nucl. Instrum. Meth. B* **151** 42 (1999)
234. Simon Ch et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **107** 384 (1996)
235. Hardy V et al. *Radiat. Eff. Defects Solids* **118** 343 (1991)
236. Hardy V et al. *Physica C* **191** 85 (1992)
237. Hirata K *Nucl. Instrum. Meth. B* **156** 12 (1999)
238. Indenbom M V et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 1792 (2000)
239. Toulemonde M et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **116** 37 (1996)
240. Douillard L, Durraud J P *Nucl. Instrum. Meth. B* **107** 212 (1996)
241. Canut B et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **91** 312 (1994)
242. Ramos S M M et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **107** 254 (1996)

243. Opfermann Th et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **166/167** 954 (2000)
244. Wiss T et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **122** 583 (1997)
245. Matzke Hj, Lucuta P G, Wiss T *Nucl. Instrum. Meth. B* **166/167** 920 (2000)
246. Ghidini M et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **107** 344 (1996)
247. Hemon S et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **122** 526 (1997)
248. Berthelot A et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **166/167** 927 (2000)
249. Rodichev D et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **107** 259 (1996)
250. Marty J M et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **91** 274 (1994)
251. Thevenard P A et al. *MRS Symp. Proc.* **396** 127 (1996)
252. Skuratov V A, Abu-Alazm S M, Altynov V A *Mater. Sci. Forum* **248** 399 (1997)
253. Aruga T et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **166/167** 913 (2000)
254. Hobbs L W et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **116** 18 (1996)
255. Zinkle S J, Pells G P J. *Nucl. Mater.* **253** 120 (1998)
256. Zinkle S J, Skuratov V A *Nucl. Instrum. Meth. B* **141** 737 (1998)
257. Ferain E, Legras R *Nucl. Instrum. Meth. B* **174** 116 (2001)
258. Fleischer R *MRS Bull.* **20** (12) 35 (1995)

Damage and track formation in solids irradiated by super-high energy ions

F.F. Komarov

Belorussian State University
ul. Kurchatova 7, 220064 Minsk, Belarus
Tel./Fax (375-17) 277-48 33
E-mail: komarovf@bsu.by

State of the art of research into processes and mechanisms of defect and track formation in fast ion irradiated materials is reviewed. It is shown that the nature and morphology of tracks depend on the type and structure of the material and on the amount of energy density transferred to its electronic subsystem. It is also shown that the relaxation of high electronic excitations dominates the track formation process. Discontinuous track formation mechanisms and those underlying the migration of atoms and channeling of ions in tracks are discussed.

PACS numbers: **61.80.-x, 61.82.-d, 61.85.+p**

Bibliography — 258 references

Received 18 July 2002, revised 15 January 2003