

ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНОГО ЗАРЯДА И ФЛУКТУАЦИЙ ЗАРЯДОВЫХ СОСТОЯНИЙ НА ПАРАМЕТРЫ ПРОБЕГОВ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ИОНОВ

Ф. Ф. Комаров, А. Ф. Комаров

Научно-исследовательский институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко
Белорусского государственного университета
220064, Минск, Беларусь

Поступила в редакцию 10 марта 1997 г.

Рассмотрена модель расчета глубинных распределений внедренных атомов и энергии, выделенной в электронную и ядерную подсистемы твердого тела, учитывающая начальный заряд и флуктуации зарядовых состояний высокоэнергетических ионов с энергией $E \geq 1$ МэВ/а.е.м. Результаты расчета получены на основе решений транспортных уравнений. Наблюдается удовлетворительное соответствие теоретических предсказаний экспериментальным результатам для широкой комбинации систем ион-мишень.

1. ВВЕДЕНИЕ

Процессы прохождения ионов в твердых телах и основные процессы, сопутствующие такому прохождению (дефектообразование, распыление мишени) ионов средних энергий, когда $E \leq 10$ МэВ, хорошо описываются при использовании методов Монте-Карло или путем решения прямого или обратного кинетического уравнения Больцмана. Однако недавние экспериментальные результаты [1-5], полученные для высокоэнергетической ионной имплантации ($E \geq 1$ МэВ/а.е.м.), существенно отличаются от теоретических предсказаний, как для распределений внедренных атомов, так и для создаваемых первичных радиационных дефектов. Для ряда комбинаций ион-мишень экспериментальные значения для среднего страгглинга проективных пробегов, ΔR_p , превышают теоретически рассчитанные в 1.5-5 раз, и экспериментально измеренные асимметрии глубинных профилей распределения внедренных атомов значительно сдвигаются в направлении положительных значений по сравнению с вычисленными.

Согласно нашим расчетам [6], эти расхождения теории с экспериментом не могут быть объяснены эффектом кристаллографического каналирования, так как различие в формах функций распределения ионов по пробегам наблюдается именно в области среднего проективного пробега R_p . По нашему мнению [7-9], наблюдаемые эффекты можно объяснить, учитывая следующие соображения. В стандартных теоретических подходах к проблеме процессы изменения зарядового состояния ионов (захвата и обдирки электронов) не рассматриваются в явном виде. Значение среднего эффективного заряда ионов (Z_{eff}), которое определяется динамическим равновесием между процессами захвата и потери электронов и зависит только от энергии ионов, используется как параметр при вычислениях сечений рассеяния ионов и торможения. Следовательно, влияние эффекта флуктуации зарядовых состояний ионов на имплантационные процессы не учитывается при таком рассмотрении.

Такое приближение годится только для области низких и средних энергий из-за больших значений сечений захвата и потери электронов ионами. При энергиях по-

рядка 1 МэВ/а.е.м. и выше ситуация значительно изменяется. Для рассматриваемого диапазона энергий сечения захвата и потери электронов столь низки, что характеристический пробег ионов в условиях неизменного зарядового состояния становится сравнимым со страгглингом для профилей имплантированных атомов и радиационных повреждений. Величина сечений потери и захвата электронов σ_{\pm} при таких энергиях может быть 10^{-4} нм² и меньше. Следовательно, вероятность процессов перезарядки $P = N\sigma_{\pm}x$ становится близкой к единице на расстояниях порядка 1 мкм от поверхности мишени. Как показывают результаты расчетов [9], равновесное зарядовое распределение для потока ионов формируется только после прохождения ионами определенного слоя: $z \approx 0.8$ мкм для ионов V^{+} с энергией $E = 50$ МэВ в кремнии, $z = 0.9$ мкм для ионов азота с $E = 60$ МэВ в алмазе, $z = 1$ мкм для ионов Ni^{+} с $E = 59$ МэВ в алмазе, $z = 7.2$ мкм в случае ионов He^{+} с $E = 130$ МэВ в алмазе. Таким образом, случайные флуктуации заряда высокоэнергетических ионов могут существенно влиять на форму распределений внедренных атомов и радиационных повреждений. Следует заметить, что рассматриваемые флуктуации электронного торможения по своей природе отличаются от ранее рассмотренных Бором [10], обуславливающих уширение энергетического спектра ионов из-за хаотического распределения прицельных параметров в столкновениях.

В последние годы интерес к проблеме теоретического описания потерь энергии быстрых ионов с учетом процессов зарядового обмена значительно возрос [11–13] в связи с проведением измерений dE/dx на слоях материалов при изменении толщины их для различных начальных зарядовых состояний [14, 15].

В настоящей работе развивается подход, предложенный нами ранее [7–9], для учета эффекта флуктуаций зарядового состояния ионов не только на характеристики пробегов ионов, но и на глубинные распределения выделенной энергии в электронную и ядерную подсистемы твердого тела, а также рассмотрено влияние начального зарядового состояния ионов на входе в мишень на параметры пробегов. Обсуждается роль массы (порядкового номера) ионов мишени на проявление и относительную величину указанных выше эффектов. Для численных расчетов характеристик имплантационных профилей использовалось решение прямого и обратного (метод моментов распределений) уравнений Больцмана.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Функция распределения потока ионов в мишени $\Phi(x; \eta, E, q)$ в нашем случае должна зависеть не только от начальной энергии ионов, глубины в мишени x , угла между нормалью к поверхности и направлением движения иона θ ($\eta = \cos \theta$), но и от заряда ионов q . Прямое кинетическое уравнение для распределения потока движущихся ионов имеет вид

$$\begin{aligned} \eta \frac{\partial \Phi(E, \eta, q; x)}{\partial z} = N \left[\int d\sigma'_n \Phi(E', \eta', q; x) - \int d\sigma_n \Phi(E, \eta, q; x) \right] + \\ + N \frac{\partial}{\partial E} [\Phi(E, \eta, q; x) S_e(E, q)] + \\ + N \sum_{q'} [\sigma_{q' \rightarrow q} \Phi(E, \eta, q'; x) - \sigma_{q \rightarrow q'} \Phi(E, \eta, q'; x)], \end{aligned} \quad (1)$$

где $d\sigma_n$ — дифференциальное сечение рассеяния иона, характеризуемого его переходом из состояния с энергией E , направлением движения η и зарядом q в состояние с параметрами E' , η' и q соответственно; $d\sigma'_n$ — дифференциальное сечение обратного перехода, S_e — сечение электронного торможения, N — концентрация атомов мишени.

В уравнении (1) последний столкновительный член непосредственно описывает флуктуации зарядового состояния ионов. Суммирование по q' проводится по всем возможным зарядовым состояниям.

Используя предположение о взаимной независимости таких процессов, как рассеяние и изменение зарядового состояния частицы, обратное кинетическое уравнение для нее можно записать в виде

$$\begin{aligned} \eta \frac{\partial \Phi(r, n, E, q)}{\partial r} = & N \int [d\sigma_n \Phi(r, n, E, q) - \Phi(r, n', E - T, q)] + \\ & + N S_e(E, q) \frac{\partial \Phi(r, n, E, q)}{\partial E} - \frac{1}{2} N \Omega_e^2(E, q) \frac{\partial^2 \Phi(r, n, E, q)}{\partial E^2} + \\ & + N \sum_{q'} \sigma_{q \rightarrow q'} [\Phi(r, n, E, q) - \Phi(r, n, E, q')]. \end{aligned} \quad (2)$$

При записи уравнения (2) учтено приближение $d\sigma = d\sigma_n + d\sigma_e$. Для высоких энергий вклад электронного торможения в полные потери энергии является доминирующим. Следовательно, влиянием зарядовых флуктуаций на упругое рассеяние в этой модели можно пренебречь. В (2) $d\sigma_n$ — дифференциальное сечение упругого рассеяния, характеризующее переход иона из состояния с энергией E , направлением движения n и зарядом q в состояние с параметрами $E - T$, n' и q соответственно; T — энергия, передаваемая от иона атому мишени в единичном упругом столкновении, $\Omega_e^2(E, q)$ — среднеквадратичный страгглинг электронного торможения.

В отличие от стандартных подходов [16–18], для того чтобы учесть влияние флуктуаций электронного торможения, мы должны принять во внимание зависимость электронного торможения от заряда иона в соответствии со следующей формулой:

$$S_e(E, q) = Z_{eff}^2(E, q) S_p(E), \quad (3)$$

где $Z_{eff}(E, q)$ — эффективный заряд, зависящий от степени ионизации ионов q ; $S_p(E)$ — сечение электронного торможения протонов. В предположении пригодности правила равных вкладов (equipartition rule) в потери энергии по Линдхарду от близких и дальних столкновений использовалась следующая формула для вычисления эффективного заряда:

$$Z_{eff}^2(E, q) = \frac{1}{2} Z_{eff}^2(E) + \left[1 + \left(\frac{q}{Z_{eff}(E)} \right)^2 \right], \quad (4)$$

где $Z_{eff}(E)$ — средний эффективный заряд ионов при заданной энергии E , который рассчитывается по модели Брандта и Китагавы [18].

В этом случае сечение электронного торможения представляет собой статистическую величину, параметры распределения которой описываются в терминах сечений изменения зарядового состояния. Сечения захвата и обдирки электронов вычислялись на основе предположения гауссовой формы зарядовых распределений, что хорошо согласуется с экспериментом [19]. Средние значения заряда ионов q_0 вычислялись в соответствии с моделью Циглера и др. [16], в то время как дисперсия распределения ионов

по зарядам представлялась простой формулой Бора [10]

$$d = 0.5 \left[q_0 (1 - q_0/Z)^{5/3} \right]^{1/2}, \quad (5)$$

где Z — заряд ядра иона. При гауссовом распределении зарядовых состояний и доминировании одночастичных процессов в изменении зарядовых состояний ионов сечение изменения заряда ионов, движущихся в мишени, описывается выражением [19]

$$\sigma_{q \rightarrow q \pm 1} = \sigma_0 \exp [\mp \alpha (q - q_0)], \quad (6)$$

где $\sigma_{q \rightarrow q \pm 1}$ — сечение потери (+) или захвата (–) одного электрона движущимся ионом, $\alpha = 0.5d^{-2}$. Для энергий ионов $E < E_c = 50Z_T^{1/3} q_0^{1/2}$ кэВ/а.е.м. можно использовать формулу Бора [10]

$$\sigma_0 = \pi a_0^2 Z_T^{1/3} q_0^2 (v_0/v)^3, \quad (7)$$

в то время как для $E > E_c$ применялась формула, предложенная Николаевым и др. [19]:

$$\sigma_0 = 2\pi a_0^2 Z_T^{2/3} q_0^{5/2} (v_0/v)^5. \quad (8)$$

В (7) и (8) a_0 и v_0 — атомные единицы длины и скорости, v — скорость иона, Z_T — заряд ядра атомов мишени.

Сечение $\sigma_{q \rightarrow q+1}$ как функция скорости иона и порядкового номера атомов мишени получается из условия равенства при $q = q_0$ модельного сечения (6) актуальному сечению потери электрона, вычисленному по формулам (7) и (8). Другими словами, равенства $\sigma_0 = \sigma_{q \rightarrow -1}$ при $q = q_0$ использовалось для определения σ_0 .

3. ГРАНИЦЫ ПРИМЕНИМОСТИ МЕТОДА

Предложенная модель позволяет учесть начальный заряд ионов и флуктуации зарядового состояния ионов в рамках решения кинетических уравнений Больцмана, однако требует информации о сечениях потери и захвата электронов. Строгие расчеты сечений потери и захвата электрона могут быть выполнены только для случая легких ионов. Для ионов средних масс и тяжелых в качестве теоретических подходов используют приближенные методы Бора [10] и Николаева и др. [19], а также экспериментальные данные, приведенные, например, в обзоре Бетца [19]. Сечения, полученные в рамках используемой в настоящей работе процедуры (формулы (5)–(8)) с точностью до 20–30% согласуются с экспериментальными значениями [19]. Это приводит к неопределенности в расчетах величин R_p , ΔR_p и Sk порядка 25–40% (Sk — асимметрия профиля распределения внедренных атомов по глубине кристалла), что в несколько раз ниже, чем обсуждавшаяся выше роль эффекта флуктуации зарядовых состояний ионов. Однако в области относительно низких энергий (десятки кэВ/а.е.м.) вычисленные значения сечений превышают экспериментальные данные в 2–3 раза. Таким энергиям ионов соответствуют конечные участки их траекторий, когда доминирующими становятся упругие процессы взаимодействия ионов с атомами тормозящей среды. В результате того, что для сечения электронного торможения выбиралась формула из работы Циглера и др. [16] вместо обычно используемой формулы Бете [20], диапазон энергий ионов не

ограничивается только областью характерной первому борновскому приближению, т. е. значительно расширен в сторону низких энергий ионов ($v \geq v_F$, где v — скорость ионов, v_F — скорость ферми-электронов).

Численные расчеты выполнялись на сетке с переменным шагом по глубине. Получаемые в результате глубинные распределения оказываются мало чувствительными к размеру шага по глубине. Уравнение (1) решалось пошаговым вычислением изменения функции распределения в групповом приближении. Рассматриваемый диапазон энергий и углов для ионов средних масс (таких, например, как Al^+) разбивался на группы (20–30 групп по энергии и 5–15 групп по углам). Для легких ионов (таких, например, как B^+) и высоких энергий ($E > 1$ МэВ/а.е.м.) требуется увеличить количество разбиений по энергии до 50–100 групп с целью получения результатов, хорошо согласующихся, например, с экспериментальными данными [1]. При численном решении уравнения (2) число шагов по энергии было от 100 до 1000 в зависимости от ширины рассматриваемого интервала энергии и массы иона (в случае более легких ионов требуется большее число узлов разбиения). Погрешность численных расчетов R_p , ΔR_p и Sk составляла ~ 1 –3%.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

С целью проверки влияния флуктуаций зарядовых распределений на формирование профилей распределения внедренных атомов параметры имплантационных профилей (R_p , ΔR_p , Sk) были вычислены с учетом и без учета флуктуаций ионных зарядов. Вычисления с учетом флуктуаций зарядовых распределений выполнены по методу моментов путем численного решения системы интегро-дифференциальных уравнений (2). Сечения упругого рассеяния и электронного торможения выбирались такими же, как и в [17]. Сечения захвата и потери электронов ионами вычислялись по формулам (5)–(8). Метод численного решения обратного кинетического уравнения описан ранее в [17]. Отличие уравнения (2) от стандартного обратного транспортного уравнения [17] заключается в наличии столкновительного члена, который описывает изменение в состояниях ионных зарядов. Это различие не препятствует применению ранее разработанной процедуры численного решения уравнений такого типа. Тем не менее структура системы линейных уравнений, аппроксимирующих (2), является несколько более сложной, чем в традиционном случае [17].

Рассматриваемый метод в отличие от традиционного подхода позволяет проводить моделирование имплантации ионов с различными начальными зарядовыми состояниями. Параметры профилей внедренных атомов в зависимости от начального состояния ионов для случая имплантации атомов бора и алюминия в кремний приведены в табл. 1 и 2. Как и ожидалось, с уменьшением начального заряда ионов средний проективный пробег ионов R_p увеличивается (до 6% в случае ионов бора). Этот эффект обусловлен уменьшением электронного торможения на малых глубинах, где еще не установилось равновесное распределение ионов по зарядовым состояниям. Более значительным является влияние начального зарядового состояния на более высокие моменты распределения внедренных атомов (ΔR_p , Sk). Так, расхождения в величинах ΔR_p достигают 23% и 12% для случаев внедрения ионов бора и алюминия соответственно. Для асимметрии распределений Sk максимальное различие составляет 48% и 27% соответственно для имплантации бора и алюминия. С ростом энергии ионов влияние начального за-

Таблица 1

Пространственные моменты распределения имплантированного бора с энергией 100 МэВ в кремнии (с учетом влияния флуктуаций ионного заряда) для различных начальных зарядовых состояний налетающих ионов

q	R_p , мкм	ΔR_p , мкм	Sk
1	313.9	11.78	0.49
2	311.3	11.82	0.50
3	307.1	11.54	0.52
4	301.2	10.65	0.61
5	295.2	9.43	0.78

Таблица 2

Пространственные моменты распределения имплантированного алюминия с энергией 100 МэВ в кремнии (с учетом влияния флуктуаций ионного заряда) для различных начальных зарядовых состояний налетающих ионов

q	R_p , мкм	ΔR_p , мкм	Sk
1	40.40	0.97	-3.59
2	40.37	0.96	-3.60
6	40.16	0.95	-3.73
8	39.98	0.93	-3.94
12	39.50	0.86	-4.70

рядового состояния ионов на параметры имплантационных профилей усиливается. На основании результатов этих расчетов можно сделать вывод о том, что сильное различие моментов распределений внедренных атомов, полученных в рамках данной модели и на основании стандартных расчетов [16, 17], обусловлено не выбором начального зарядового состояния имплантируемых ионов, а именно эффектом флуктуации ионных зарядов. Эксперименты, в которых проводится измерение постимплантационных профилей, позволяют сделать вывод о существенном влиянии флуктуаций зарядового состояния ионов на формирование профилей примесей и дефектов в условиях высокоэнергетической ионной имплантации. На рис. 1 для сравнения приведены экспериментальные и теоретические величины параметров распределения атомов по глубине мишени как функции энергии ионов для случая бомбардировки кремния ионами алюминия. Расчеты выполнялись как с учетом, так и без учета флуктуаций зарядовых распределений ионов. Учет флуктуаций зарядовых состояний весьма слабо модифицирует значения R_p . В то же время наблюдается радикальное влияние рассматриваемого эффекта на ΔR_p и особенно на Sk . Так, например, величина ΔR_p изменяется почти в 2 раза для случая имплантации ионов алюминия в кремний при энергии $E = 100$ МэВ. Вариации значений Sk достигают значительно большей величины. С ростом массы ионов различия в величинах параметров пробега ионов проявляются в области высоких энергий, когда формируются более широкие распределения потока ионов по зарядам на значительной части пробега в мишени.

Численное решение прямого кинетического уравнения (1) позволяет получить информацию о полных глубинных распределениях внедренных атомов (рис. 2) и о профилях распределения выделенной энергии в неупругих (трекообразование) и других (дефектообразование) процессах (рис. 3а). Рисунок 2 иллюстрирует большую адекватность результатов расчетов, выполненных в рамках настоящей модели, эксперименту, чем стандартные расчеты [16] для профиля распределения атомов алюминия, внедренных в кремний при $E = 100$ МэВ. Экспериментальные профили характеризуются еще боль-

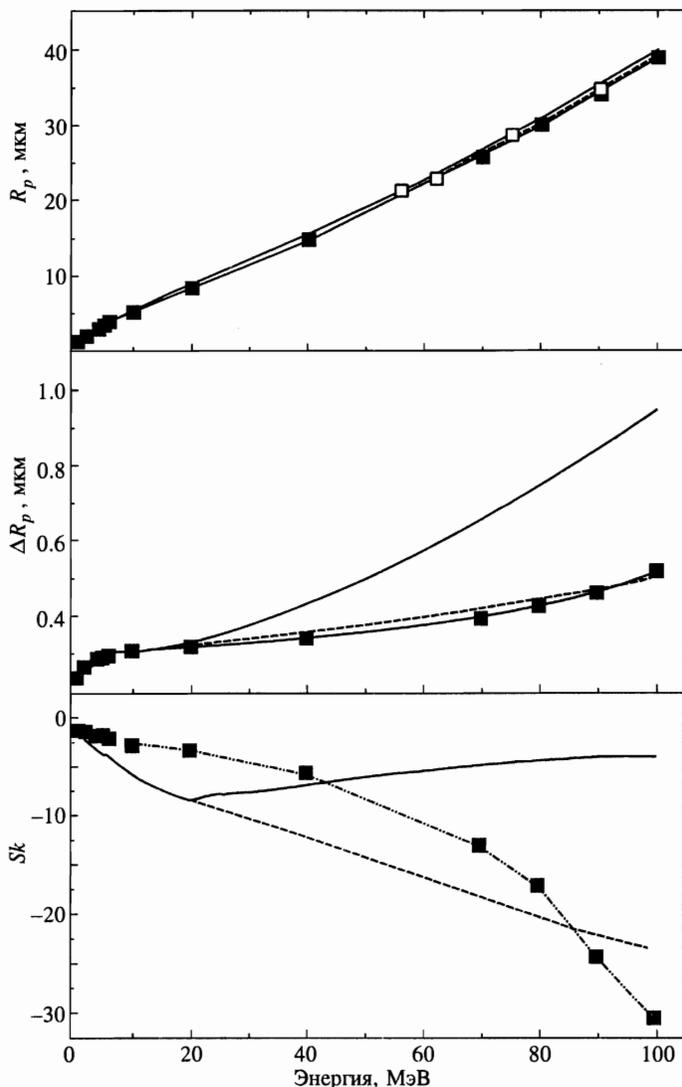


Рис. 1. Пространственные моменты распределения алюминия в кремнии при энергиях имплантации до 100 МэВ. Сплошными линиями изображены расчетные данные, полученные с учетом флуктуаций зарядовых состояний ионов, штриховыми — результаты без учета зарядовых флуктуаций [17], темные точки — стандартное моделирование [16], светлые — экспериментальные данные из работы [2]

шей дисперсией ионов по пробегам, чем та, которую дает обсуждаемая модель. Это свидетельствует об очень приближенном характере использованных в настоящей работе сечений перезарядки ионов. Заметно бóльшая по сравнению со стандартными расчетами дисперсия ионов по пробегам настоящей модели характерна также для глубинных распределений радиационных дефектов, создаваемых за счет упругих столкновений с атомами мишени (кривая 4 на рис. 3а).

На рис. 3б представлены рассчитанные профили распределения имплантированно-

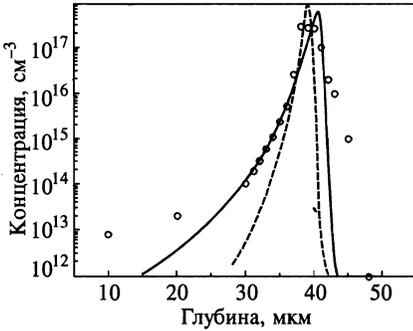


Рис. 2. Распределение алюминия с энергией 100 МэВ, имплантированного в кремний. Сплошной линией изображен расчетный профиль, полученный с учетом флуктуаций зарядовых состояний ионов, штриховыми — результаты стандартного моделирования [16], точки — экспериментальные данные из работы [2]

го ксенона с энергией 250 МэВ в фосфиде индия, полученные на основании настоящей модели (кривая 2), а также стандартных расчетов [16] (кривая 1).

Информацию о распределениях энергии, выделенной ионами упруго (кривая 4 на рис. 3а) и в столкновениях с электронами тормозящей среды (кривая 2 на рис. 3а), трудно переоценить. Во-первых, на основании профиля dE/dx можно рассчитать дозу высокоэнергетических ионов, при которой на большой глубине в области максимума упруго выделенной энергии формируется скрытый аморфный слой в полупроводниках и диэлектриках. Например, в силу энергетического критерия аморфизация локального объема полупроводникового кристалла происходит тогда, когда упруго выделенная энергия в единице объема достигает критической величины ϵ_{cr} . Для различных полупроводников ϵ_{cr} изменяется в довольно широких пределах. Так, для кремния $\epsilon_{cr} = 6 \cdot 10^{20}$ кэВ/см³ при низких температурах и возрастает до $5 \cdot 10^{21}$ кэВ/см³ при комнатной температуре [20]. Для кристаллов GaAs характерны значения $\epsilon_{cr} = (2.5-3) \times 10^{20}$ кэВ/см³ при низких температурах и $\epsilon_{cr} = (8.3-3) \cdot 10^{20}$ кэВ/см³ при комнатной температуре [21, 22], в случае InP эта величина уменьшается в 5–10 раз. Учитывая, что

$$\epsilon_{cr} = N S_n^{max} D \tag{9}$$

(где N — плотность атомов в кристалле, S_n — сечение упругого торможения, $S_n = (1/N)(dE/dx)_n$, D — доза ионов), легко рассчитать дозу ионов, необходимую для формирования скрытого аморфного слоя. Например, в случае ионов Xe^+ с энергией $E = 250$ МэВ в InP (рис. 3) доза аморфизации $D_{amo} \approx (2-5) \cdot 10^{12}$ ион/см² при низких температурах облучения и $(8-20) \cdot 10^{12}$ ион/см² при комнатной температуре. Эти данные хорошо согласуются с полученными недавно экспериментальными результатами [23]. Во-вторых, несложно определить также и глубины в приповерхностной области полупроводниковых кристаллов, на которых возможно формирование треков. Если в основу расчетов положить механизм образования термических пиков за счет сильных электронных возбуждений, вызывающих плавление локальных цилиндрических областей [24] и последующую резкую закалку их, то критические удельные потери энергии иона на единицу длины пути для формирования трека в кристалле InP составят приблизительно 1.7–1.9 кэВ/нм (верхняя и нижняя величины $(dE/dx)_{thr}$ приведены для случаев описания процесса без учета и с учетом скрытой теплоты плавления). Информация из рис. 3а (кривая 2) свидетельствует о том, что в рассматриваемом случае треки могут формироваться на глубинах начиная от поверхности кристалла до 10–15 мкм. Эксперимент [23] показал наличие непрерывных трековых областей на глубинах до 10–12 мкм. Наблюдаемые в эксперименте прерывистые треки при $x \geq 10$ мкм могут быть обу-

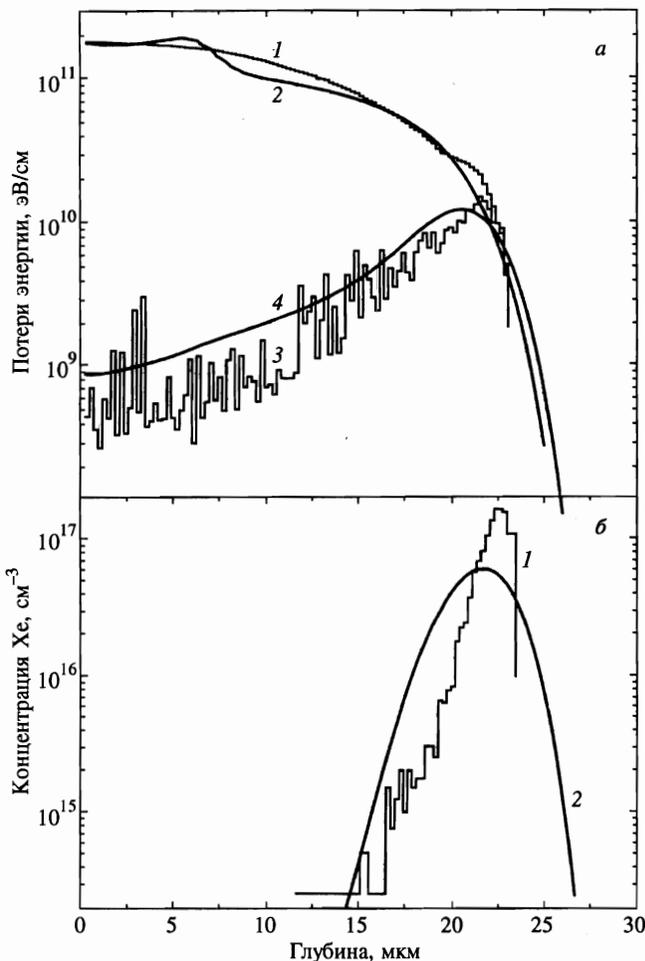


Рис. 3. *a* — Профили распределения выделенной энергии в неупругих (кривые 1, 2) и упругих процессах (кривые 3, 4) при имплантации ксенона с энергией 250 МэВ в фосфид индия. Здесь кривые 1, 3 — результаты стандартного моделирования [16], а кривые 2, 4 — результаты, полученные на основании настоящей модели. *б* — Профили распределения имплантированного ксенона с энергией 250 МэВ в фосфиде индия, рассчитанные на основании настоящей модели (кривая 2) и стандартной модели [16] (кривая 1)

словлены статистическими флуктуациями в процессах перезарядки с потерей ионом одного или нескольких электронов, когда величина dE/dx становится на определенном отрезке пути больше, чем $(dE/dx)_{thr}$ для трекообразования. Следовательно, при облучении полупроводников A^3B^5 высокоэнергетическими ионами может наблюдаться очень сложная картина структурных превращений по глубине кристалла, включающая непрерывные трековые области, прерывистые треки, относительно слабо поврежденные области и аморфные области в конце пробега ионов в кристалле.

5. ВЫВОДЫ

Результаты численного моделирования позволяют сделать вывод о существенном влиянии флуктуации зарядовых состояний ионов на формирование профилей внедрения при высокоэнергетической ионной имплантации, особенно на дисперсию и асимметрию функции распределения ионов по глубине кристалла. С увеличением порядкового номера ионов относительная величина эффекта уменьшается. Начальное зарядовое состояние ионов необходимо учитывать при численных расчетах. Однако влияние его не является радикальным фактором.

Численные расчеты распределений выделенной ионами энергии в неупругих и упругих процессах позволяют описать такие важные явления, как формирование непрерывных и прерывистых треков, скрытых аморфных слоев на глубине кристалла. Наблюдается удовлетворительное соответствие между предсказаниями теории и экспериментом по глубинам залегания и размерам указанных специфических областей в кристалле.

Настоящая работа была поддержана Фондом фундаментальных исследований Республики Беларусь, а также Международной Соросовской программой образования точных наук.

Литература

1. A. La Ferla, A. Difranko, E. Rimini et al., *Mater. Sci. Eng.* B **2**, 69 (1989).
2. A. La Ferla, L. Torrisi, G. Galvagno et al., *Nucl. Instr. Meth.* B **73**, 9 (1993).
3. A. F. Burenkov, V. S. Varychenko, A. M. Zaitsev et al., *Phys. Stat. Sol.* (a) **115**, 427 (1989).
4. A. F. Burenkov, F. F. Komarov, G. G. Konoplyanik et al., *Nucl. Instr. Meth.* B **48**, 439 (1990).
5. A. M. Zaitsev, S. A. Fedorov, A. A. Melnikov et al., *Nucl. Instr. Meth.* B **82**, 421 (1993).
6. A. F. Burenkov, F. F. Komarov, S. A. Fedorov et al., *Rad. Eff.* **25**, 169 (1993).
7. A. F. Burenkov, F. F. Komarov, and S. A. Fedorov, *Phys. Stat. Sol.* (b) **169**, 93 (1992).
8. A. F. Burenkov, F. F. Komarov, and S. A. Fedorov, *Nucl. Instr. Meth.* B **67**, 30 (1992).
9. A. F. Burenkov, F. F. Komarov, and S. A. Fedorov, *Nucl. Instr. Meth.* B **67**, 35 (1992).
10. Н. Бор, *Прохождение атомных частиц в веществе*, Изд-во иностр. лит., Москва (1950).
11. P. Sigmund, *Nucl. Instr. Meth.* B **69**, 113 (1992).
12. A. Narmann and P. Sigmund, *Phys. Rev.* A **49**, 4709 (1994).
13. A. Arnau, *Nucl. Instr. Meth.* B **93**, 195 (1994).
14. H. Ogawa, I. Katayama, I. Sugai et al., *Phys. Lett.* A **167**, 487 (1992), **160**, 77 (1991).
15. G. G. Bentim, M. Biancom, and R. Nipoti, *Nucl. Instr. Meth.* B **80/81**, 33 (1993).
16. J. E. Ziegler, J. P. Biersack, and U. Littmark, *The Stopping and Range of Ions in Solids*, Pergamon Press, New York (1985), p. 321.
17. A. F. Burenkov, F. F. Komarov, M. A. Kumakhov et al., *Tables of Ion Implantation Spatial Distribution*, Gordon and Breach Publ., New York, London (1986), p. 412.
18. W. Brandt and M. Kitagawa, *Phys. Rev.* B **25**, 5631 (1982).
19. H.-D. Betz, *Rev. Mod. Phys.* **44**, 465 (1972).
20. Ф. Ф. Комаров, А. П. Новиков, А. Ф. Буренков, *Ионная имплантация*, Минск, Изд-во университета (1994).
21. W. Wesch, E. Wendler, and G. Götz, *J. Appl. Phys.* **65**, 519 (1989).
22. W. Wesch, *Nucl. Instr. Meth.* B **68**, 340 (1992).
23. P. I. Gaiduk, F. F. Komarov, W. Wesch et al., *Phys. Rev. Lett.* (1997) (in press).
24. F. F. Komarov, *Langmuir* **12**, 199 (1996).