

05;10

Распределение по глубине вакансий, возникающих при облучении поверхности твердого тела потоком ускоренных ионов

© Ю.Д. Корнюшкин

Санкт-Петербургский институт точной механики и оптики (Технический университет)
197101 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 4 июня 1996 г. В окончательной редакции 21 ноября 1996 г.)

На основе использования кинетической теории переноса получены аналитические зависимости дозы поглощенного потока первичных частиц и дозы поглощенной энергии первичных частиц на различной глубине твердого тела конечной или полубесконечной толщины при облучении поверхности потоком ускоренных ионов (атомов) в направлении нормали к поверхности. Сравнение с опытом проводилось для твердотельных пленок кремния толщиной 50, 100 и 400 nm, облучаемых потоком ускоренных ионов бора с энергией 10 и 20 keV. Установленные закономерности были использованы для вычисления распределения вакансий по глубине, возникающих в твердом теле при облучении поверхности твердого тела потоком ускоренных ионов. Разработанная методика позволяет определить распределение вакансий по глубине, созданных потоком ускоренных электронов, нейтронов, квантов электромагнитного излучения.

Введение

Изучение изменений физических свойств твердых тел, происходящих в результате облучения поверхности потоком ускоренных ионов, имеет большое научное и прикладное значение. Так, имплантация ионов щелочных и щелочно-земельных элементов может сильно изменить первоначальные эмиссионные свойства вещества [1]. Установленные физические закономерности в изменениях свойств вещества могут найти широкое применение в ионно-лучевой литографии [2]. Проблема первой стенки термоядерных реакторов может быть в какой-то мере разрешена, в частности, в результате изучения тех изменений, которые происходят в твердом теле в активной зоне реактора [3,4]. В последнее десятилетие началось интенсивное изучение имплантации в полупроводниковые мишени, которые в настоящее время составляют основу полупроводников и диэлектриков [5]. Отметим, что методами имплантации ионов можно создать высокотемпературные сверхпроводники [6], облучением ускоренными ионами пленок придать им магнитные свойства [7]. Все перечисленное выше делает задачу исследования взаимодействия потоков ускоренных ионов с веществом весьма актуальной.

Цель настоящего исследования — применение теории переноса к потокам первичных атомов в твердом теле для определения переносимой ими энергии в прямом и обратном направлениях; разработка методики вычисления на различной глубине дозы поглощенных атомов и дозы поглощенной веществом энергии, а также методики вычисления распределения по глубине вакансий.

Теория

При облучении поверхности твердого тела потоком ускоренных ионов в интервале энергий 1–100 keV в веществе происходят упругие и неупругие столкновения

первичных частиц с атомами мишени. Так как упругие потери энергии по величине значительно превосходят неупругие, то при описании процессов рассеяния первичных частиц в веществе можно воспользоваться классическим приближением. В указанном интервале энергий энергия связи атома мишени с соседними атомами твердого тела значительно меньше энергии первичной частицы. Поэтому столкновение первичной частицы с атомами мишени можно рассматривать как парные взаимодействия.

Пусть на поверхность свободной твердотельной пленки в направлении нормали падает поток ускоренных атомов (ионов). Выделим на глубине x бесконечно малый объем dV толщиной dx . В объеме dV в прямом и обратном направлениях будут распространяться потоки первичных частиц, а также будет происходить их поглощение. Для описания процесса распространения потоков в веществе воспользуемся кинетическим уравнением переноса, составленным для микрообъема вещества dV на глубине x , в которое входят только средние значения физических величин [8,9]

$$-wf(x, \mu) + w_s \int_{-1}^1 W_s(x, \mu' \rightarrow \mu) f(x, \mu', \mu) d\mu' = \mu \frac{\partial f(x, \mu)}{\partial x}, \quad (1)$$

где x — координата микрообъема dV в направлении нормали к поверхности; $\mu' = \cos \theta'$, $\mu = \cos \Theta$; Θ' , Θ — углы падения потока первичных частиц на элементарный объем dV и рассеяния из него на глубине x соответственно; $f(x, \mu)$ — функция распределения первичных частиц в веществе; $w = w_s + w_\gamma$, w — полное макроскопическое сечение взаимодействия; w_s , w_γ — макроскопические сечения рассеяния и поглощения; $w = \lambda^{-1}$, $w_s = \lambda_s^{-1}$, $w_\gamma = \lambda_\gamma^{-1}$; λ , λ_s , λ_γ — средняя длина

свободного пробега для полного, упругого рассеяния, поглощения; $W_s(x, \mu' \rightarrow \mu)$ — индикатриса рассеяния, с помощью которой учитывается анизотропия рассеяния потока первичных частиц в твердом теле,

$$W_s = \frac{dP_s(x, \Theta', \Theta)}{vd\Theta}, \quad (2)$$

$dP_s(x, \Theta', \Theta)$ — вероятность первичной частице испытать упругое рассеяние из интервала углов $d\Theta'$ в интервал углов $d\Theta$; v — средняя скорость первичной частицы на глубине x .

В связи с тем, что при столкновениях атомов в указанном интервале энергий преобладающими являются упругие потери энергии по сравнению с неупругими [10,11], то $\lambda_s \ll \lambda_\gamma$. Следовательно, $w \approx w_s$. Кроме того, из общих соображений ясно, что средняя длина свободного пробега будет разной на разной глубине x вещества мишени. Поэтому в первом приближении можно записать

$$w = w_0x, \quad (3)$$

где

$$w_0 = n_a\sigma,$$

n_a — концентрация атомов мишени, σ — полное микроскопическое сечение взаимодействия первичной частицы с атомом вещества мишени, способ ее вычисления приведен в работе [12].

Если предположить, что изотропные свойства вещества на различной глубине одинаковы ($W_s(x, \mu' \rightarrow \mu)$ — постоянная величина), то решением кинетического уравнения переноса с учетом граничных условий [11] будет следующая функция распределения:

$$f(x, \mu) = \frac{(1 - r_0)d_0}{2v^2B_1 \operatorname{ch}(c_0)} \left(\frac{\exp(c_0(1 - x^2/h^2))}{w_a - \mu} - \frac{\exp(-c_0(1 - x^2/h^2))}{w_a + \mu} \right) F,$$

где $c_0 = a_0h^2/2$, $w_a = w_0/a_0$;

$$B_1 = w_a \ln \frac{w_a + 1}{w_a - 1} - 2;$$

$F = A_0W_s + A_1$; a_0, A_0, A_1 — постоянные; r_0 — интегральный коэффициент обратного рассеяния потока первичных частиц от свободного слоя толщиной h ; γ_0 — плотность потока первичных атомов на поверхность твердого тела в направлении нормали; h — толщина твердотельной пленки.

Постоянную a_0 можно выразить через максимальный продольный пробег первичных частиц в веществе мишени l_p , значение которого определим как толщину слоя при прохождении через него 0.01 первоначального потока первичных частиц. Тогда, исходя из определения, величину максимального продольного пробега можно вычислить по следующей формуле:

$$l_p = \lim_{x \rightarrow l_p} (J_1(x)/J_0(x)), \quad (4)$$

где

$$J_0(x) = \int_0^x \frac{dn}{dx} dx, \quad J_1(x) = \int_0^x x \frac{dn}{dx} dx,$$

n — число ускоренных первичных частиц в единице объема вещества на глубине x .

По физическому смыслу функция распределения

$$f(x, \mu) = \frac{dn}{vd\mu}.$$

Следовательно, $dn = vf(x, \mu)d\mu$. После подстановки в (4) функции распределения получаем $a_0 \approx 3l_p^{-2}$. Из опыта следует

$$a_0 \approx 1.455R_p^{-2}, \quad (5)$$

поэтому $l_p = 1.436R_p$. Величину R_p можно вычислить по формуле, предложенной в работе [13],

$$R_p = c_1 \frac{A_2(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}}{Z_1 Z_2 \rho_2} E_p, \quad (6)$$

$E_p \geq 10 \text{ keV}$; $c_1 = 137.4(a_2 + b_2 \ln(A_2/A_1))$; $A_2 > 2A_1$; $a_2 = 0.6366$; $b_2 = 0.0611$; Z_1, Z_2 — порядковые номера элементов атомов первичных частиц и атомов мишени; A_1, A_2 — массовые числа первичных атомов и атомов мишени; ρ_2 — плотность вещества мишени; E_p — кинетическая энергия первичных частиц.

Пусть элементарный объем dV , для которого составлено кинетическое уравнение переноса (1), находится на глубине x . Тогда весь объем V можно разделить на два вспомогательных объема $V_1(x)$ и $V_2(h-x)$ (рис. 1). При обсуждении поверхности потоком частиц j_0 в каждом из вспомогательных объемов возникают прямой $f_\gamma(x)$ и обратный $j_r(h-x)$ потоки, а также в результате многократных столкновений первичных частиц с атомами мишени происходит их поглощение.

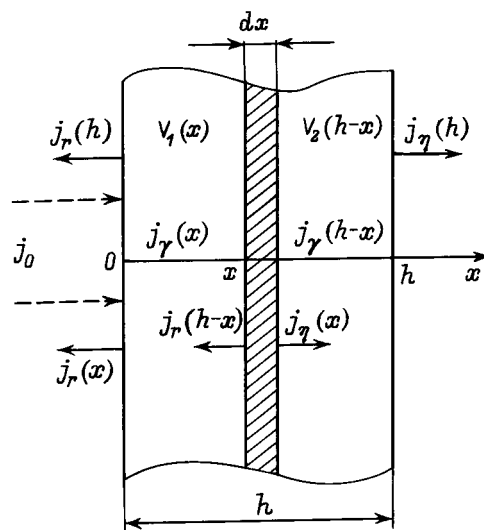


Рис. 1. Условное изображение потоков первичных частиц в свободном слое и за его пределами.

Из уравнения баланса, составленного для потоков первичных частиц в объеме $V_2(h-x)$, следует

$$j_\eta(x) = j_r(h-x) + h_\gamma(h-x) + h_\eta(h), \quad (7)$$

где $j_r(h-x)$ — плотность потока обратно рассеянных первичных частиц от слоя толщиной $h-x$ на глубине x ; $j_\eta(x)$ — плотность потока первичных частиц, прошедших через слой толщиной x и поэтому проникающих в объем $V_2(h-x)$; $j_\gamma(h-x)$ — плотность потока первичных частиц, поглощенных в объеме $V_2(h-x)$; $j_\eta(h)$ — плотность потока первичных частиц, вышедших за пределы свободного слоя толщиной h .

В отсутствие действия источников первичных частиц в элементарном объеме dV существуют два физически неразличимых потока первичных частиц, распространяющихся в противоположных направлениях: $j_\eta(x)$ и $j_r(h-x)$. Поэтому результирующий поток первичных частиц в объеме dV будет

$$j(x) = j_\eta(x) - j_r(h-x).$$

Тогда после подстановки $j_\eta(x)$ их уравнения (7) в (8) получаем (рис. 1)

$$j(x) = j_\gamma(h-x) + j_\eta(h). \quad (9)$$

Уравнение (9) позволяет перейти к коэффициентам прохождения и поглощения

$$\eta(x) = \gamma(h-x) + \eta(h), \quad (10)$$

где $\eta(x) = j(x)/j_0$, $\gamma(h-x) = j_\gamma(h-x)/j_0$, $\eta(h) = \gamma_\eta(h)/j_0$. Как следует из [11]

$$\eta(x) = \frac{1-r_0}{\text{ch}(c_0)} \text{ch}(c_0(1-x^2/h^2)), \quad (11)$$

r_0 — интегральный коэффициент обратного рассеяния от свободного слоя толщиной h .

Интегральный коэффициент обратного рассеяния от слоя толщиной $h-x$ можно вычислить по формуле

$$r(h-x) = \frac{1-r_0}{\text{ch}(c_0)} \frac{B_2}{B_1} \text{sh}(c_0(1-x^2/h^2)),$$

$$r_0 = \left(1 - \frac{B_1}{B_2} \text{cth}(c_0)\right)^{-1}. \quad (12)$$

В общем случае коэффициенты B_1 и B_2 могут быть вычислены по формулам, предложенным в работе [11];

$$B_1 = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi \frac{F(\mu') \sin 2\Theta' d\Theta'}{w_a - \mu},$$

$$B_2 = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{\pi/2}^\pi \frac{F(\mu') \sin 2\Theta' d\Theta'}{w_a - \mu}.$$

Если же в выражении (2) $W_s(x, \mu' \rightarrow \mu)$ не зависит от углов Θ' и Θ , то, как показывает расчет,

$$B_1 = w_a \ln \frac{w_a + 1}{w_a - 1} - 2, \quad B_2 = w_a \ln \frac{w_a}{w_a - 1} - 1.$$

Использование уравнений (8) и (12) позволяет по формуле (7) вычислить поток первичных частиц на произвольной глубине x , распространяющийся только в прямом направлении,

$$\eta_1(x) = \frac{1-r_0}{\text{ch}(c_0)} \left(\text{ch}(1-x^2/h^2) + \frac{B_2}{B_1} \text{sh}(C_0(1-x^2/h^2)) \right). \quad (13)$$

Выражение (11) подставим в (10). Тогда коэффициент поглощения потока первичных частиц в слое толщиной $h-x$

$$\gamma_2(h-x) = \frac{1-r_0}{\text{ch}(c_0)} (\text{ch}(c_0(1-x^2/h^2)) - 1), \quad (14)$$

а коэффициент поглощения в слое толщиной x

$$\gamma_1(x) = \gamma_2(h) - \gamma_2(h-x),$$

где $\gamma_2(h) = \gamma_2(h-x)|_{x=0}$.

Следовательно,

$$D(x) = \gamma_1(x) = \frac{1-r_0}{\text{ch}(c_0)} (\text{ch}(c_0) - \text{ch}(c_0(1-x^2/h^2))). \quad (15)$$

Уравнение (15) позволяет вычислить величину поглощенного потока первичных частиц в слое толщиной x , т.е. вычислить дозу поглощенного потока первичных частиц. Если же средняя энергия первичных частиц в слое толщиной x известна, то доза поглощенной энергии будет

$$D(x, E) = \gamma_1(x) \Delta E, \quad (16)$$

где ΔE — средняя потеря энергии первичных частиц на глубине x .

Величину средней потери энергии первичных можно вычислить, пользуясь предложенными в работе [2] формулами, согласно которым средние относительные потери энергии упругого b_e и неупругого b_i рассеяния на глубине x

$$b_e = b_1 x, \quad b_i = b_2 x,$$

где

$$b_1 = \frac{D_1 Z_1 Z_2 A_1 \rho_2 E_p^{-1}}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})(1 + A_2^{-1})},$$

$$b_2 = \frac{D_2 (Z_1 + Z_2) \rho_2}{A_1^{1/2} A_2 E_p^{1/2}}, \quad (17)$$

$D_1 = 167.36$, $D_2 = 6240$.

Тогда полная относительная потеря энергии будет

$$b = b_e + b_i, \quad (18)$$

средняя потеря энергии первичных частиц на глубине x

$$\Delta E = bE_p. \quad (19)$$

Формулы (13) и (19) позволяют вычислить величину средней относительной энергии, переносимой потоком первичных частиц через элементарный объем dV на глубине x только в прямом и только в обратном направлениях;

$$\eta_1(x, E) = (1 - bx)\eta_1(x),$$

$$r(x, E) = (1 - bx)r(x), \quad x \leq h \leq l_p. \quad (20)$$

Уравнение (16) может иметь большое прикладное значение, так как позволяет достаточно просто вычислить поглощенную дозу ионизирующего излучения в организме человека или животного, что в экспериментальных условиях сделать чрезвычайно сложно.

Из выражения (15) следует, что распределение поглощенного излучения по глубине с учетом (5) должно иметь вид

$$G(x) = \frac{d\gamma_1(x)}{dx} = \frac{(1 - r_0)a_0x}{\text{ch}(c_0)} \text{sh}(C_0(1 - x^2/h^2)). \quad (21)$$

Распределение поглощенной энергии первичных частиц по глубине (доза поглощенной энергии), согласно формулам (16)–(21), запишем следующим образом:

$$G(x, E) = \frac{dD(x, E)}{dx} = (b_1 + b_2)\gamma_1(x) + b \frac{d\gamma_1(x)}{dx}. \quad (22)$$

Результаты и их обсуждение

В работе [12] приведена методика вычисления полного микроскопического сечения взаимодействия атомов потока первичных частиц с атомами вещества мишени. Сравнение результатов расчета для взаимодействия атомов бора с атомами кремния в рассматриваемом интервале энергий с результатами, приведенными в работе [14], указывает на их хорошее соответствие, что в свою очередь подтверждает правильность используемого подхода при оценке величины эффективного микроскопического сечения взаимодействия.

Уравнения (15), (16), (21), (22) позволяют вычислить дозы поглощенных потоков первичных частиц и переносимой ими энергии, а также распределения указанных доз по глубине для различных толщин твердотельной пленки. Вычисления были проведены для пленок Si, облучаемых потоком ускоренных ионов бора. Для большей наглядности полученных результатов использовались пленки толщиной 50, 100 и 400 nm, энергия ускоренных ионов составляла 10 и 20 keV. Оказалось, что при таком выборе исходных значений толщины пленки и энергии первичных частиц можно сделать некоторые важные качественные выводы.

На рис. 2 приведены зависимости доз $D(x)$, $D(x, E)$ и их распределения по глубине $G(x)$, $G(x, E)$ в пленке толщиной 50 nm при энергии ионов бора 10 и 20 keV. Так как

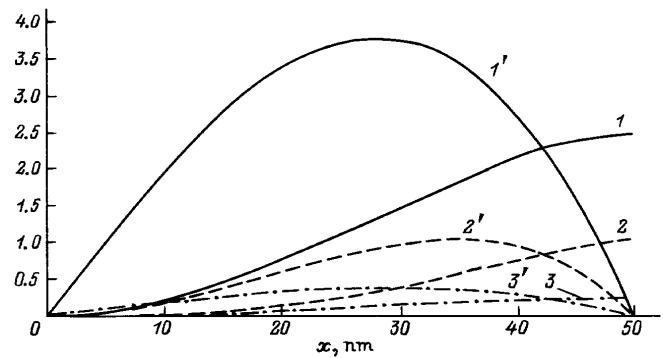


Рис. 2. $h = 50$ nm; $E_p = 10$ keV: 1 — доза поглощенных частиц, $20 \cdot D(x)$; 1' — распределение по глубине x дозы поглощенных частиц, $10^4 \cdot G(x)$; 2 — дозы поглощенной энергии, $20 \cdot D(x, E)$; 2' — распределение по глубине дозы поглощенной энергии, $10^4 \cdot G(x, E)$; $E_p = 20$ keV: 3 — доза поглощенных частиц $20 \cdot D(x)$; 3' — распределение по глубине дозы поглощенных частиц, $10^4 \cdot G(x)$.

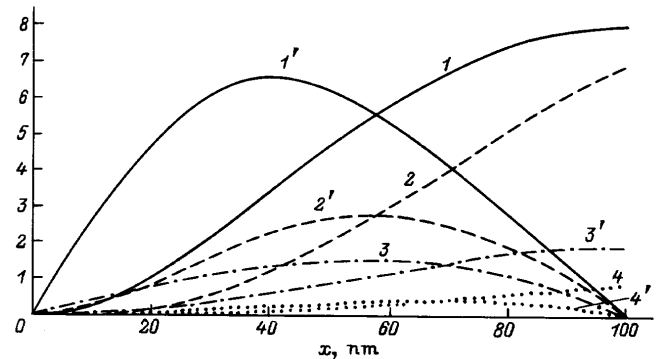


Рис. 3. $h = 100$ nm; 1, 1', 2, 2' — то же, что и на рис. 2, при $E_p = 10$ keV; $E_p = 20$ keV: 3 — доза поглощенной энергии, $20 \cdot D(x, E)$; 3' — распределение по глубине дозы поглощенной энергии, $10^4 \cdot G(x, E)$; 4 — доза поглощенной энергии, $20 \cdot D(x, E)$; 4' — распределение по глубине дозы поглощенной энергии, $10^4 \cdot G(x, E)$.

при этом максимальный продольный пробег $l_p > 50$ nm, то можно считать, что значительное число первичных частиц вылетает за пределы свободной пленки. Из рис. 2 видно, что положения максимумов в распределении доз по глубине для частиц и энергий не совпадает, максимум в распределении доз по поглощенной энергии смещается в глубину. Кроме того, с ростом энергии величина поглощенной дозы сильно уменьшается. На рис. 3 приведены те же зависимости, что и на рис. 2, но только для толщины 100 nm, а на рис. 4 — для толщины 400 nm.

На рис. 4 приведены зависимости $D(x)$, $D(x, E)$, $G(x)$, $G(x, E)$ для свободного слоя толщиной 400 nm. Для энергий первичных частиц $E_p \leq 20$ keV толщину такого слоя можно считать бесконечно большой, поскольку через нее в прямом направлении поток первичных частиц не проходит. Сравнивая зависимости $G(x)$, $G(x, E)$ на рис. 4 с соответствующими зависимостями на рис. 2, 3,

замечаем, что на рис. 4 они монотонно приближаются к оси абсцисс. Такое изменение формы кривых позволяет качественно установить, в каком случае толщина пленки больше средней максимальной длины свободного пробега первичных частиц, а в каком она меньше. Из рис. 4 также видно, что положения максимумов распределения по глубине поглощенной дозы первичных частиц $G(x)$ и дозы поглощенной энергии $G(x, E)$ не совпадают. Поэтому, например, при имплантации ионов бора в кремний следует использовать зависимость $G(x)$, а для получения распределения по глубине поглощенной веществом энергии — зависимость $G(x, E)$. Такой же подход следует использовать при оценке вредного воздействия облучения на организм человека или животного.

Итак, оценку поглощенной дозы можно получить, используя формулы (15), (16), (21), (22), но при этом следует учитывать физические и химические особенности первичных частиц. Если первичные частицы в организме химически активны, то преобладающее влияние на организм определяется значениями $D(x)$, $G(x)$, если же энергия первичных частиц достаточно высока и ее поглощение приведет к заметному изменению в клетках, то на первый план выходит определение значений $D(x, E)$, $G(x, E)$. С помощью установленных в работе закономерностей такая оценка может быть проведена достаточно просто.

Таким образом, разработанный метод позволяет с достаточной точностью вычислить как поглощенную дозу, так и распределение поглощенных первичных частиц в пределах слоя толщиной x . Распределение потока ионов бора, облучающих поверхность свободного слоя кремния толщиной 100 nm при энергии 10, 15, 20 keV в направлении нормали к поверхности, вычислено в работе [12]. Приведенные там результаты хорошо согласуются с опытом [15] и полностью соответствуют результатам настоящей работы.

В общем случае энергия первичных частиц теряется в упругих и неупругих столкновениях, а также при обра-

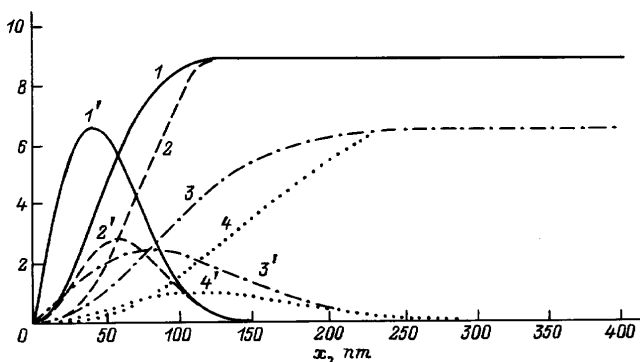


Рис. 4. $h = 400$ nm; $E_p = 10$ keV: 1, 1', 2, 2' — то же, что и на рис. 2; $E_p = 20$ keV; 3 — доза поглощенных частиц, $20 \cdot D(x)$; 3' — распределение по глубине дозы поглощенных частиц, $10^4 \cdot D(x)$; 4 — дозы поглощенной энергии, $20 \cdot D(x, E)$; 4' — распределение по глубине дозы поглощенной энергии, $10^4 \cdot G(x, E)$.

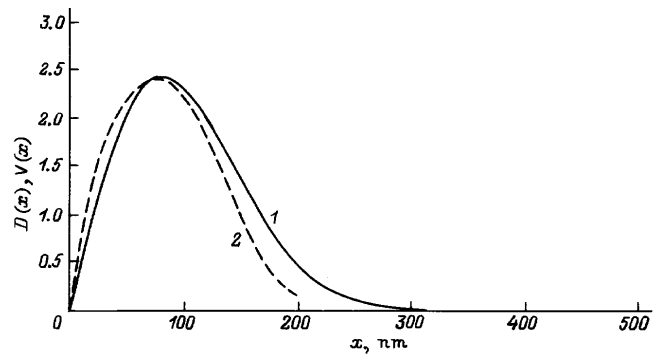


Рис. 5. Распределение по глубине доз $D(x)$ поглощенных 20 keV атомов бора в свободном слое кремния толщиной 400 nm (1) и распределение по глубине вакансий $V(x)$, возникающих в кремнии при облучении поверхности 175 keV атомами мышьяка [16] (2). $D(x)$ — в а.и., $V(x)$ — вакансии / ион, в а.и.

зовании вакансий. Процесс имплантации сопровождается аморфизацией кристаллической решетки мишени и возникновением в ней вакансий [16]. У первичных атомных частиц с энергией больше 10 keV область наибольшего поглощения потока первичных частиц, по-видимому, приходится на образование вакансий: область интенсивного возникновения вакансий соответствует глубине, где происходят наиболее интенсивные столкновения первичных частиц с атомами вещества. Поэтому распределение вакансий в веществе, а следовательно, и распределение по глубине возникшего аморфизированного слоя должны совпадать с распределением по глубине поглощенных в веществе первичных атомных частиц. На рис. 4 приведено распределение по глубине поглощенных первичных частиц, поглощенной дозы энергии при нормальном падении. В работе [16] изучалось влияние имплантации в кристаллический кремний $\langle 110 \rangle$ 100 keV ионов Si, P и 175 keV ионов Ge, As. Экспериментально было установлено возникновение в образце аморфизованного слоя и вакансий.

Для более детального теоретического анализа процесс имплантации моделировался методом Монте-Карло, в котором использовалась программа TRIM [17]. Прослеживались траектории 10 000 ионов. Порог изменения энергии в каскаде, соответствующий возникновению вакансии, выбирался равным 13 eV, энергия связи между атомами решетки 4.5 eV. На рис. 5 приведены полученные в [16] результаты расчета распределения по глубине вакансий в кремнии при облучении поверхности потоком ускоренных ионов мышьяка, там же приведено распределение по глубине атомов бора, полученное в настоящей работе. Из сравнения кривых распределений можно заметить достаточно хорошее между ними соответствие. Тем самым подтверждается наличие корреляции между распределением по глубине поглощенных веществом атомов и распределением по глубине возникших в результате столкновений вакансий.

Таким образом, по распределению в кристаллическом веществе поглощенного потока первичных атомных частиц можно определить распределение по глубине аморфизированного слоя, его полуширину, глубину залегания, и, наоборот, по распределению по глубине аморфизированного слоя можно определить распределение по глубине поглощенного потока энергии первичных атомных

Список литературы

- [1] Касымов А.Х. Поверхностные свойства твердых тел, легированных ионной бомбардировкой. Ташкент: Фан, 1987. 130 с.
- [2] Броудай И., Мерей Дж. Физические основы микротехнологии. М.: Мир, 1985. 496 с.
- [3] Lagby R.A., Bohdansky J., Eckstein W. et al. Nucl. Fusion Special Issue. 1984. 21 p.
- [4] Atomic and Plasma-Material Interaction Data for Fusion // Nucl. Fusion Supplement. 1991. Vol. 1. P. 1–40.
- [5] Fink D., Biersack J.P., Behar M. et al. // Appl. Phys. 1985. Vol. 58. P. 668–675.
- [6] Wang Ke-Ming, Liu Xi-Ju, Wang Ji-Hua et al. // J. Phys. D. 1988. Vol. 21. P. 1624–1626.
- [7] Dresselhaus M.S., Lusnikow A. // Synthet. Metal. 1988. Vol. 23. P. 401–406.
- [8] Корнюшкин Ю.Д. // ФТТ. 1978. Т. 20. Вып. 6. С. 1175–1179.
- [9] Корнюшкин Ю.Д. // Поверхность. 1992. № 12. С. 13–18.
- [10] Парилис Э.С., Тураев Н.Ю., Умаров Ф.Ф., Нижная С.А. Теория рассеяния атомов средних энергий поверхностью твердого тела. Ташкент: фан, 1987. 212 с.
- [11] Квицидзе В.А., Красильников С.С. Введение в физику атомных столкновений. М.: Изд-во МГУ, 1985. 224 с.
- [12] Корнюшкин Ю.Д. // Поверхность. 1992. № 7. С. 40–96.
- [13] Кумахов М.А., Комаров Ф.Ф. Энергетические потери и пробеги ионов в твердых телах. Минск, 1979. 320 с.
- [14] Ito R., Tabata T., Shirai T., Phaneuf R.A. // JAERI-M rep. Tokyo, 1993. 93 p.
- [15] Мукашев Б.Н., Смирнов В.В., Калбитцер З., Вейзер М. // Поверхность. 1990. № 3. С. 72–78.
- [16] Motooka T., Holland O.W. // Appl. Phys. Lett. 1992. Vol. 61. N 25. P. 3005.
- [17] Biersack J.P. // Nucl. Instr. Meth. 1980. Vol. 174. P. 257.