

толщиной 1 и 2 мм, а также использовались железные фольги толщиной 40 мкм. В обоих случаях волновой процесс окисления оставался, хотя и переставал быть колебательным, то есть процесс окисления соответствовал волнам переключения. Это связано с тем, что происходит значительная диссипация энергии экзотермической реакции окисления и температура фронта падает ниже температуры, необходимой для сублимации оксида.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] A t k i n s o n // Rev. Mod. Phys. 1985. N 57. С. 437-470.
- [2] О к и с л е н и е металлов. Т. 1 / Под редакцией Ж. Бенара. Металлургия, 1968. С. 499.
- [3] П о л а к Л.С., М и х а й л о в А.С. Самоорганизация в неравновесных физико-химических системах. М.: Наука, 1983. С. 285.
- [4] Колебания и бегущие волны в химических системах / Под редакцией Филда, М. Бургера. М.: Мир, 1988. 720 с.
- [5] Б у н к и н Ф.В., К и р и ч е н к о Н.А., Л у к ь я н ч у к Б.С. // УФН. 1982. № 138. С. 45-94.

Институт физики
им. Л.В. Киренского
СО АН СССР,
Красноярск

Поступило в Редакцию
8 октября 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 23

12 декабря 1990 г.

05; 06.2

© 1990

МОДЕЛЬ КАНАЛИРОВАНИЯ ИОНОВ БОРА ПРИ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНОМ ИОННОМ ЛЕГИРОВАНИИ КРИСТАЛЛОВ КРЕМНИЯ

А.Ф. Б у р е н к о в, Ф.Ф. К о м а р о в,
С.А. Ф е д о т о в

Высокоэнергетичная ионная имплантация легирующих примесей в кристаллы кремния является перспективным методом создания трехмерных микроэлектронных структур, привлекающим в последнее время внимание различных исследовательских групп. Согласно данным некоторых недавних экспериментов ([1] и др.), глубинные профили распределения примеси, полученные методом ионной имплантации с энергией порядка 10-100 МэВ, значительно отли-

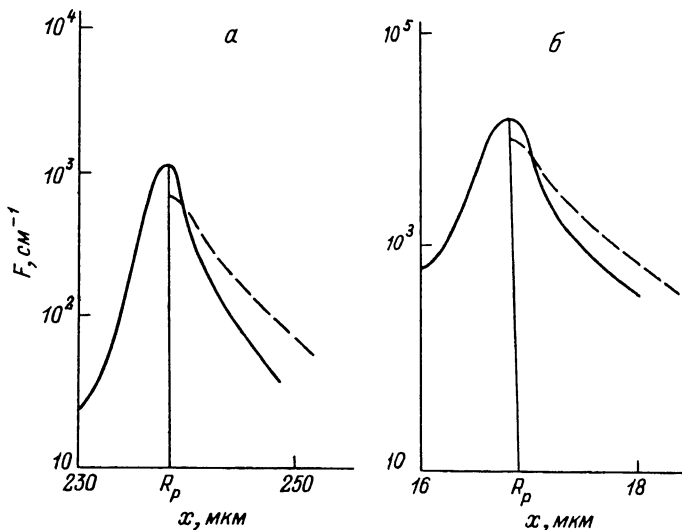


Рис. 1. Сравнение расчетных функций распределения ионов бора, внедренных в кремний (сплошные линии) и экспериментально наблюдаемых участков распределений ионов на глубинах, больших R_p (штриховые линии). а - $E = 91$ МэВ, б - $E = 13.6$ МэВ.

чаются от профилей, предсказываемых теорией проникновения ионов в аморфные мишени. Как видно из рис. 1 и 2, экспериментально наблюдается плавное спадание концентрации примеси глубже среднего проективного пробега ионов R_p , в то время как стандартные расчеты, не учитывающие кристаллическую структуру мишени, предсказывают резкий обрыв профилей внедрения примеси на глубинах, незначительно превышающих R_p .

Представленная в работе модель позволяет объяснить экспериментально наблюдаемое глубокое проникновение примеси наличием каналирования при высокоэнергетичной ионной имплантации. Согласно нашим представлениям, вследствие малости критического угла каналирования при больших энергиях ионов основная доля каналирующих частиц входит к канал не вблизи поверхности кристалла, а на глубине несколько меньшей, чем R_p , где вероятность каналирования повышается вследствие большой дисперсии углового распределения ионов. Согласно модели, функция распределения остановившихся ионов, полученная при пренебрежении разбросом пробегов неканалирующих частиц, имеет следующий вид:

$$F_n(x) = F_{ам}(x) + F_{ch}(x), \text{ где}$$

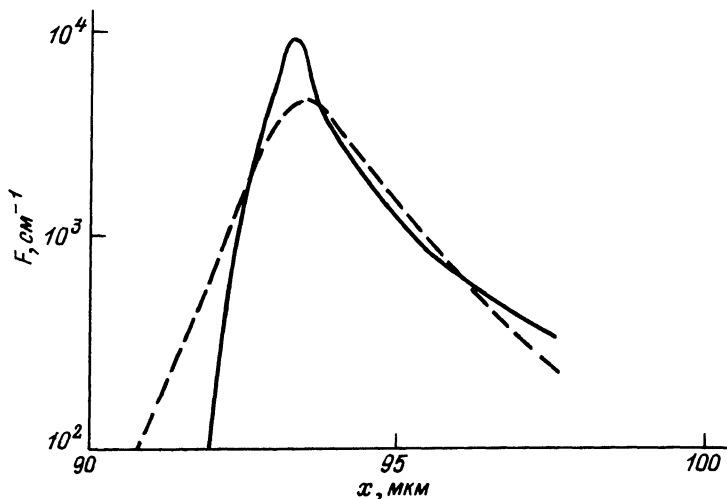


Рис. 2. Сравнение расчетных и экспериментальных [1] распределений имплантированных в кремний ионов бора (сплошные и штриховые линии соответственно), $E = 50$ МэВ, угол разориентации пучка 7° относительно оси $\langle 100 \rangle$.

$$F_{am}(x) = \left[1 - \int_0^{R_p} W(x') dx' \right] \delta(x - R_p), \quad (1)$$

$$F_{ch}(x) = \int_0^{R_p} W(x') \delta[x' - x + R_p^{ch}(E^*(x'))] dx'. \quad (2)$$

Здесь $E^*(x)$ — энергия неканализующего иона на глубине x , $W(x)$ — плотность вероятности захвата в режим каналирования иона на глубине x , $R_p^{ch}(E)$ — средний проективный пробег иона, движущегося в канале с начальной энергией E . Деканализирование в модели не учитывается. Для расчета потерь энергии каналирующих и неканализующих ионов (S_{ch} и S_{am} соответственно) мы использовали упрощенную формулу из [2]:

$$S_{am}(E) \approx \frac{\alpha_{am}}{E}, \quad S_{ch}(E) \approx \frac{\alpha_{ch}}{E}, \quad (3)$$

где, используя [2], принимаем:

$$\alpha_{ch} \approx \frac{1}{2} \alpha_{am}, \quad \alpha_{am} = \frac{2\pi Z_1^2 Z_2^2 e^4 M_1}{M_2} \ln \frac{2\alpha}{\delta n}.$$

Здесь M_1, M_2, Z_1, Z_2 - массы и заряд атомов иона и мишени соответственно, α - эффективный радиус рассеяния иона ($\alpha = 1.42 \cdot 10^{-9}$ см для бора и кремния),

$$b_n = Z_1 Z_2 e^2 \frac{M_1 + M_2}{M_2 E}.$$

Так как $S_{am}(E)$ достаточно слабо зависит от b_n в рассматриваемой области энергий, мы для простоты используем в расчетах фиксированную величину $b_n(\tilde{E})$, где \tilde{E} - некоторое выбранное значение энергии, меньшее первоначальной энергии иона.

Из (2) и (3) получим выражение для функции распределения пробегов каналирующих ионов:

$$F_{ch}(x) = \frac{\alpha_{ch}}{\alpha_{am} - \alpha_{ch}} W \left[\frac{\alpha_{ch}}{\alpha_{am} - \alpha_{ch}} (R_p^{ch}(E) - x) \right],$$

где $R_p < x < R_p^{ch}(E)$, иначе $F_{ch}(x) = 0$.

Введем величину $W_x(x)$, характеризующую интенсивность захвата частиц в каналы:

$$W_x(x) = \frac{\rho(x)}{\Delta X(E^*(x))}.$$

Здесь $\rho(x) = \int_{\Omega} G(\theta, x) d\Omega$ - вероятность рассеяния иона в телесный угол Ω , при котором происходит захват иона в плоскостной канал, $G(\theta, x)$ - распределение движущихся в кристалле ионов по углам θ относительно оси пучка, по нашим предположениям, имеющее гауссову форму. Для упрощения модели мы рассматриваем движение ионов как чередующиеся процессы прохождения глубинных слоев кристалла $\Delta X(E)$ и последующего захвата ионов в каналы. Здесь $\Delta X(E)$ - толщина слоя, при прохождении которого угловое распределение неканалирующих ионов вследствие многократного рассеяния расширяется на величину, равную критическому углу каналирования. Мы можем записать выражение для $W(x)$ с учетом изменения нормировки распределения $\rho(x)$ вследствие вероятности каналирования ионов на глубине, меньшей x :

$$W(x) = \left[1 - \int_0^x W_x(x') dx' \right] W_x(x).$$

Используя метод Лапласа [3] для оценки интеграла $\rho(x)$, мы получили аналитическое выражение:

$$\rho(x) = 2 \sqrt{\frac{\pi}{\langle \theta^2 \rangle}} \psi_1(x) \exp \left[-\frac{\theta'^2}{\langle \theta^2 \rangle} \right],$$

где $\langle \theta^2 \rangle$ - среднеквадратичное отклонение углового распределения ионов [4] на глубине x , θ' - угол между плоскостью каналирования и направлением пучка ионов, $\psi_1(x)$ - критический угол каналирования ионов [2] на глубине x . В качестве $\Delta X(E)$ мы использовали приближенное выражение:

$$\Delta X(E^*(x)) = \left[\frac{d\langle \theta^2 \rangle}{dx} \right]^{-1} \psi_1^2(x).$$

Согласно [4], здесь $\frac{d\langle\theta^2\rangle}{dx} = \frac{M_2}{M_1} \frac{N\alpha\alpha m}{E^{*2}(x)}$.

Получено также выражение $W(x)$ для осевого каналирования, однако оценки показали, что при больших углах разориентации θ' его вкладом можно пренебречь. Полная вероятность каналирования равна сумме вероятностей каналирования для различных плоскостей. Окончательное выражение для функции распределения остановившихся ионов получается в результате свертывания функции $F_n(x)$ и распределения, полученного без учета каналирования. Как показывают расчеты, сформулированная модель применима для достаточно больших углов θ' , не меньших 4° . Для меньших θ' гауссова форма углового распределения ионов сильно искажается из-за большой вероятности каналирования. Углы разориентации пучка относительно оси $\langle 100 \rangle$ во всех случаях принимались равными $6-7^\circ$, а соответствующие им величины θ' составили $4-5^\circ$. Экспериментальные профили, соответствующие энергиям 13,6 и 91 МэВ, были любезно предоставлены нам В.С. Вариченко, А.М. Зайцевым, и Н.М. Казючицем из Белорусского государственного университета им. В.И. Ленина.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] L a F e r l i A. et al. - Mat. Sci. Engineer. 1989. В2. Р. 69-73.
- [2] К у м а х о в М.А., К о м а р о в Ф.Ф. Энергетические потери и пробеги ионов в твердых телах. Минск: БГУ, 1979. 320 с.
- [3] Ф е д о р ю к М.В. Асимптотика: Интегралы и ряды. М.: Наука, 1987. 544 с.
- [4] Б о р Н. Прохождение атомных частиц через вещество. М.: ИЛ, 1950. 149 с.

Белорусский государственный университет им. В.И. Ленина

Поступило в Редакцию
19 февраля 1990 г.