



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. Ф. Буренков, Ф. Ф. Комаров, С. А. Федотов, Флуктуации зарядового состояния ионов: возможная причина увеличения дисперсии пробегов при высокоэнергетичной ионной имплантации, *Письма в ЖТФ*, 1991, том 17, выпуск 5, 69–72

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.171

17 марта 2025 г., 07:28:45



05.1; 10

© 1991

ФЛУКТУАЦИИ ЗАРЯДОВОГО СОСТОЯНИЯ ИОНОВ; ВОЗМОЖНАЯ ПРИЧИНА УВЕЛИЧЕНИЯ ДИСПЕРСИИ ПРОБЕГОВ ПРИ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНОЙ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ

А.Ф. Буренков, Ф.Ф. Комаров,
С.А. Федотов

Высокоэнергетичная ионная имплантация как перспективный метод создания трехмерных микроэлектронных структур в настоящее время является объектом изучения для многих исследовательских групп. К числу основных теоретических подходов для исследования процессов ионного внедрения в кристаллы относятся моделирование методом Монте-Карло (программа TRIM [1]) и описание прохождения ионов через вещество на основе кинетических уравнений [2]. Современные расчетные методы позволяют с хорошей точностью воспроизводить экспериментальные глубинные профили распределения примеси и радиационных дефектов при ионной имплантации ([1, 2] и др.). Однако в последнее время были опубликованы экспериментальные результаты по высокоэнергетичной имплантации, существенно различающиеся с теоретическими предсказаниями [2, 3]. На основании анализа экспериментальных данных можно сделать вывод, что для многих сочетаний ион-мишень при энергии внедрения порядка 1 МэВ/нуклон экспериментальное значение дисперсии проективного пробега ионов (ΔR_p) в 1.5 раза и более превышает свое расчетное значение. Кроме того, расчетные профили распределения остановившихся ионов при данных условиях имплантации обычно имеют большое отрицательное значение асимметрии [4], в то время как асимметрия, определенная в эксперименте, близка к нулю или положительна [2, 3]. Влиянием эффекта каналирования эти расхождения нам удалось объяснить лишь до некоторой степени. При моделировании высокоэнергетичной ионной имплантации с учетом каналирования наблюдается лишь качественное соответствие экспериментальным данным по профилям внедрения ионов [5]. Наблюдаемые расхождения между теорией и экспериментом можно объяснить, исходя из следующих соображений. В области высоких энергий доминирует электронный механизм торможения ионов, следовательно, пробеги ионов определяются в основном сечением электронного торможения S_e . При использовании стандартных методов моделирования используется приближение непрерывного замедления, при котором S_e однозначным образом зависит от энергии иона. Для того чтобы учесть флуктуации электронного торможения, мы отказываемся от мо-

дели непрерывного замедления ионов и вводим зависимость S_e от флуктуаций заряда согласно формуле $S_e(E, q) = Z^2 \alpha_{eff}(q) S_p(E)$, где $Z \alpha_{eff}(q)$ — эффективный заряд, зависящий от степени ионизации иона q , а $S_p(E)$ — сечение электронного торможения для протона. В этом случае сечение электронного торможения S_e представляет собой случайную величину, параметры распределения которой определяются сечениями захвата и потери электронов. Сечения изменений заряда ионов вычислялись исходя из предположения о гауссовой форме распределения зарядов, хорошо согласующейся с экспериментом [6]. Средние значения заряда ионов q_0 рассчитывались в соответствии с моделью Циглера и др. [1], а дисперсия зарядового распределения — по формуле $d^2 = 0.27 Z^{1/2}$ [6], где Z — порядковый номер иона. Сечения изменения зарядового состояния ионов при движении в веществе в соответствии с приближением гауссова распределения по зарядовым состояниям и предположением о доминировании одноэлектронных процессов при изменении зарядового состояния имеют вид: [6]: $\sigma_{q \rightarrow q \pm 1} = \sigma_0 \exp[\mp \alpha(q - q_0)]$, где $\sigma_{q \rightarrow q \pm 1}$ — сечения потери (+) или захвата (-) одного электрона движущимся ионом соответственно, $\alpha = (2d^2)^{-1}$. Для расчета σ_0 при энергиях иона ниже $E_C = 50 Z_T^{1/3} q_0^{1/2}$ кэВ/нуклон использовалась формула Бора [6] $\sigma_0 = \pi a_0^2 Z_T^{1/3} q_0^2 (v_0/v)^3$, а при $E > E_C$ — формула Николаева и др. [6] $\sigma_0 = 2 \pi a_0^2 Z_T^{2/3} q_0^{5/2} (v_0/v)^5$. Здесь a_0 и v_0 — атомарные единицы длины и скорости по Бору, v — скорость иона, Z_T — порядковый номер атома мишени. Полученные таким образом сечения находятся в хорошем качественном соответствии с экспериментальными значениями [6]. Необходимо отметить, что рассматриваемые здесь флуктуации электронного торможения по своему происхождению отличаются от рассматривавшихся ранее [7] механизмов уширения энергетического спектра частиц за счет случайного характера распределения прицельных параметров в столкновениях.

Начальное состояние ионов при влете в мишень принимается равным $q = +1$. В процессе прохождения ионами некоторого глубинного слоя устанавливается равновесное зарядовое распределение. Характерные глубины установления равновесного зарядового состояния зависят от комбинации ион-мишень и от энергии (см. таблицу). Результаты моделирования качественно согласуются с экспериментами по измерению зарядовых состояний ионов в зависимости от пройденного пути в мишени [8].

Для проверки влияния данных флуктуаций на формирование профиля ионного внедрения проведено моделирование ряда экспериментов методом Монте-Карло. В приведенной таблице сравниваются значения моментов профилей внедренной примеси, полученные с использованием данной модели и при стандартных расчетах. Моделирование экспериментов по измерениям профилей ионного внед-

Ион	<i>B</i>		<i>Xe</i>		<i>Ni</i>	
Мишень	<i>Si</i>		Алмаз		Алмаз	
Энергия, МэВ	50		130		59	
Учтены ли зарядовые флуктуации	Да	Нет	Да	Нет	Да	Нет
R_p , мкм	89.2	91.4	10.3	6.72	8.01	6.08
ΔR_p , мкм	0.97	0.22	0.34	0.09	0.61	0.13
Sk	0.32	-44	-1.2	-1.3	-0.3	-1.1
Глубина установления равновесного зарядового распределения, мкм	0.8	-	7.2	-	1.0	-

рения позволило сделать вывод о существенном влиянии флуктуаций зарядового состояния ионов на формирование профилей внедрения примеси и дефектов при высокоэнергетичной имплантации. При моделировании большинства экспериментов расчеты, сделанные с учетом разброса ионного заряда, приводили к увеличению среднеквадратичного разброса пробегов внедренных ионов от 50% до 5 раз по сравнению со стандартными расчетами, и изменению величины асимметрии Sk в сторону положительных значений. Расчеты с использованием предложенной модели приводят к более плавному спаду распределения ионов от максимума распределения на глубину, что качественно согласуется с экспериментами по высокоэнергетичной имплантации [2, 3]. В предлагаемой модели величина электронного торможения в приповерхностном слое оказывается существенно ниже, чем при стандартных расчетах. Это явление — причина того, что некоторые рассчитанные нами значения R_p превышают пробеги, полученные при стандартных расчетах на величину до 30%. Точность экспериментальных измерений торможения и пробегов многозарядных ионов, однако, не позволяет пока сделать однозначные выводы о влиянии процесса установления равновесного зарядового распределения на пробеги ионов при высоких энергиях. В то же время уширение профилей внедрения примеси в несколько раз вследствие флуктуаций зарядового состояния ионов в мишени достаточно заметно и превышает возможные погрешности эксперимента.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Z i e g l e r J.F., B i e r s a c k J.P., L i t t m a r k U. The stopping and range of ions in solids. New York, Pergamon Press, 1985. P. 321.
- [2] Б у р е н к о в А.Ф. et al. // Phys. Stat. sol. (a). 1989. V. 115. P. 427-435.
- [3] L a F e r l a A. et. al. // Mat. Sci. and Eng. 1989. V. B2. P. 69-73.
- [4] Б у р е н к о в А.Ф., К о м а р о в Ф.Ф., К у м а х о в М.А., Т е м к и н М.М. Пространственные распределения энергии, выделенной в каскаде атомных столкновений в твердых телах. М.: Энергоатомиздат, 1985. 248 с.
- [5] Б у р е н к о в А.Ф., К о м а р о в Ф.Ф., Ф е д о т о в С.А. Тез. докл. XX Всес. сов. по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами, М.: МГУ, 1990. 120 с.
- [6] В e t z H.-D. // Rev. Mod. Phys. 1972. V. 44. P. 465-539.
- [7] Б о р Н. Прохождение атомных частиц через вещество. М.: ИЛ, 1950. 149 с.
- [8] З а й к о в В.П., К р а л ь к и н а Е.А., Н и к о л а е в В.С. Формирование равновесного зарядового распределения в пучках быстрых многозарядных ионов при прохождении их через газовые и твердые мишени. М., Деп. ВИНТИ, № 600-В87, 1987. 75 с.

Поступило в Редакцию
11 декабря 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 5

12 марта 1991 г.

08; 09

© 1991

РАСПРЕДЕЛЕННОЕ ОТРАЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ БЕГУЩЕЙ АКУСТИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ
В ДВУХСЛОЙНОЙ СРЕДЕ

В.А. А с с м а н, Ф.В. Б у н к и н,
Е.А. В и н о г р а д о в, В.И. Г о л о в а н о в,
Г.А. Л я х о в, Н.В. С у я з о в,
К.Ф. Ш и п и л о в

Задача регистрации локальных возмущений той или иной природы через границу раздела сред с существенно различными свойствами имеет приложения от микро- (движения дефектов кристалли-