

ВЛИЯНИЕ ЛЕГИРУЮЩЕЙ ПРИМЕСИ НА ПРОЦЕСС ФОРМИРОВАНИЯ РАЗУПОРЯДОЧЕННОЙ ОБЛАСТИ В НЕЙТРОННО-ОБЛУЧЕННОМ КРЕМНИИ

Антонова И. В., Шаймеев С. С.

Рассмотрена модель формирования дивакансионного ядра разупорядоченной области, учитывающая зарядовое состояние вакансий, образованных в каскаде смещений при облучении тяжелыми частицами. Показано, что характерный размер дивакансионного ядра определяется концентрацией легирующей примеси и убывает с возрастанием последней по закону $N_D^{-1/4}$ при прочих равных условиях; полное число дивакансий в ядре разупорядоченной области зависит от концентрации как легирующей, так и специальных примесей и существенно убывает с ростом интенсивности пучка налетающих частиц; при высоких уровнях легирования ($N_D > 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$) ядро разупорядоченной области не образуется. Проведена экспериментальная проверка полученных выводов на образцах кремния типа КЭФ, БКЭФ, БКЭФЗ, облученных быстрыми нейтронами дозой $8 \cdot 10^{13} - 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, с интенсивностью пучка $8 \cdot 10^{14} - 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Получено хорошее согласие между теоретическими выводами и экспериментальными результатами.

Интерес к исследованию процессов формирования разупорядоченных областей (РО) и их влияния на электрофизические свойства полупроводниковых кристаллов [1, 2] связан с тем, что в промышленности широко используются такие технологические операции, как легирование полупроводника с помощью тепловых нейтронов, ионная имплантация примесей. Несмотря на относительно большое число как экспериментальных (см., например, [3, 4]), так и теоретических работ [5-7], некоторые аспекты формирования разупорядоченных областей, введенных в кристалл при облучении потоком тяжелых частиц, не имеют однозначной трактовки. В частности, в литературе нет данных, позволяющих ответить на вопрос, как зависят от примесного состава кристалла параметры дивакансионного ядра РО.

В данной работе предложена модель формирования дивакансионного ядра РО, позволяющая получить зависимости средних параметров дивакансионного ядра РО (характерного размера и полного числа дивакансий в одной РО) от уровня легирования кристалла, и проведено сравнение с экспериментальными результатами.

При формировании РО выделяют [2] четыре стадии: каскадную, посткаскадную, квазихимическую и стадию аккомодации. На каскадной стадии происходит вытеснение междоузельных атомов из области каскада смещений, а на посткаскадной — формирование дивакансионного ядра РО, на квазихимической — примесно-дефектной оболочки. В [7] учтена зависимость коэффициента диффузии вакансий от их зарядового состояния, определяемого уровнем легирования кристалла. Рассмотрим более подробно процессы, происходящие на посткаскадной стадии, т. е. связанные непосредственно с образованием дивакансионного ядра РО. Помимо рассмотренных в [5] процессов (образования вакансионных комплексов и диффузионного разбегания вакансий из области каскада смещений и зависимости коэффициента диффузии вакансий от зарядового состояния [7]) предлагается учесть вытеснение вакансий из области каскада смещений за счет взаимодействия заряженных вакансий между собой

и взаимодействия вакансий с междоузельными атомами, подходящими из других каскадов смещений [8]. Предположим также, что время установления равновесия в электронной подсистеме значительно меньше времени формирования дивакансионного ядра РО. Тогда кинетическое уравнение для вакансий можно записать следующим образом (для простоты рассматривается центрально-симметричный каскад):

$$\frac{\partial N_V}{\partial t} = -\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 J) - \beta N_V N_I - \alpha N_V^2, \quad (1)$$

где

$$J = -D \frac{\partial N_V}{\partial r} + \mu \frac{E}{e} N_V,$$

с граничными и начальными условиями $N_V(t, r=\infty)=0$, $N_V(t=0, r \neq 0)=0$, β , α — константы реакций аннигиляции и образования дивакансий, N_I — концентрация междоузельных атомов, D — коэффициент диффузии вакансий, e — заряд электрона, μ — подвижность вакансий, E — напряженность электрического поля.

Электрическое поле формирующегося ядра РО обусловлено наличием заряда на вакансиях, причем вероятность нахождения вакансий в некотором зарядовом состоянии будет определяться соотношением между концентрациями вакансий и легирующей примеси, температурой и положением уровня вакансии в запрещенной зоне. Выражение для электрического поля на некотором расстоянии R от центра каскада смещений можно представить в виде

$$E(R) = \frac{1}{R^2} \int_0^R \frac{4\pi}{\epsilon_a} r^2 N_V(r) f^-(r, t) dr, \quad (2)$$

где $N_V(r)$ и $f^-(r, t)$ — концентрация вакансий и вероятность нахождения вакансии в заряженном состоянии -1 , ϵ_a — абсолютная диэлектрическая проницаемость среды.

Направлено электрическое поле таким образом, что приводит к выталкиванию заряженных вакансий из области каскада смещений. По мере удаления от центра каскада вероятность вытеснения вакансий за счет электрического поля будет возрастать. Причем если за время формирования ядра РО τ дрейфовая длина превышает диффузионную ($L_{др} \gg L_D$), то вероятность быть вытесненной у вакансии будет больше, чем вероятность участвовать в формировании ядра РО. Для оценки расстояния R_T , граничного для областей, в которых преобладает один из процессов, запишем соотношение $L_D = L_{др}$, или в предположении, что $E(R)$ и f^- не зависят от времени, получим

$$\sqrt{D\tau} = \mu E(R_T) f^-(R_T) \tau. \quad (3)$$

Величину R_T , входящую в (3), будем считать характерным размером ядра РО.

Полагая, что вакансии в каскаде распределены равномерно, а их локальная концентрация N_V много больше концентрации легирующей примеси N_D , покажем, что вероятность нахождения вакансии в заряженном состоянии можно представить в виде $f^- \simeq N_D/N_V$. Подставив это выражение в (2) и (3), получим

$$E(R_T) = \frac{4\pi R_T N_V e f^-}{3\epsilon_a} = \frac{4\pi R_T e N_D'}{3\epsilon_a}, \quad (2')$$

$$\sqrt{D\tau} = \frac{4\pi}{3\epsilon_a} \frac{D\tau e^2 N_D'}{N_V kT} R_T. \quad (3')$$

Взяв из (3') R_T с учетом того, что $N_V = 3V_0/4\pi R_T^3$, где V_0 — полное число вакансий в каскаде смещений, получим

$$R_T = \left(\frac{9}{16\pi^2} \frac{V_0 kT \epsilon_a}{\sqrt{D\tau} e^2 N_D'} \right)^{1/4} = A N_D^{-1/2}, \quad (4)$$

где в A включены параметры, не зависящие (или слабо зависящие) от концентрации примеси.

Оценим зависимость количества вакансий, участвующих непосредственно в образовании ядра РО, от концентрации легирующей примеси. Решение дифференциального уравнения (1) аналитически получить не удастся. Но, так как в данном случае нас интересует зависимость числа вакансий, оставшихся в области размером R_T в течение времени формирования РО, от концентрации легирующей примеси, рассмотрим уравнение (1), сохранив только члены, учитывающие взаимодействие вакансий с междоузельными атомами и диффузионное разбегание вакансий из области каскада, полагая, что дрейфовый член в этой области мал. Это позволяет получить аналитическое решение уравнения (1):

$$N_V = \frac{V_0 e^{-\beta N_I t}}{(4\pi D t)^{3/2}} e^{-r^2/4Dt}. \quad (5)$$

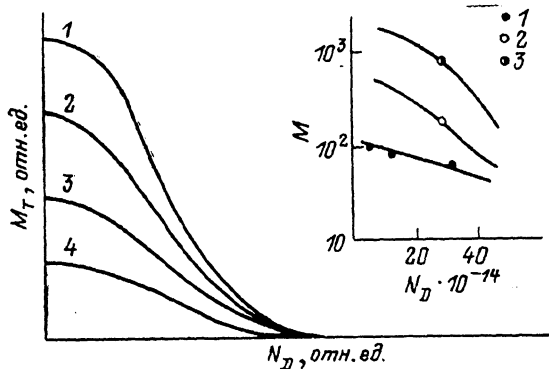


Рис. 1. Расчетная (при разных значениях параметра $B = \beta N_I \tau$, $B_1 < B_2 < B_3 < B_4$) и экспериментальная (см. вставку) зависимости среднего числа дивакансий в РО M_T от концентрации легирующей примеси N_D .

Материал: 1 — КЭФ, 2 — БКЭФ, 3 — БКЭФ3 ($N_{Au} = 5 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$).

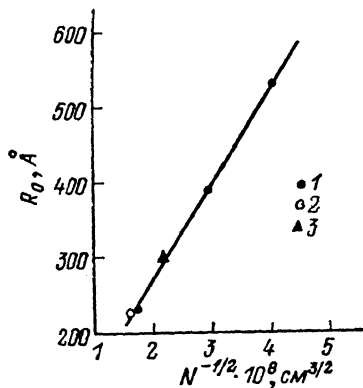


Рис. 2. Зависимость характерного размера дивакансионного ядра РО от концентрации легирующей примеси $N_D^{-1/2}$.
Материал: 1 — КЭФ, 2 — БКЭФ, 3 — БКЭФ3 ($N_{Au} = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$).

Используя (5), можно определить количество вакансий, покинувших область $r < R_T$

$$V_{\pi} = - \int_0^{\tau} 4\pi r^2 D \frac{\partial N_V}{\partial r} dt \quad (6)$$

и проаннигилировавших с междоузельными атомами за время τ

$$V_A = \frac{\beta N_I}{\tau} \int_0^{\tau} dt \int_0^{R_T} 4\pi r^2 N_V dr. \quad (7)$$

С учетом того, что полное число дивакансий в ядре РО M_T равно половине оставшихся вакансий, для M_T получаем выражение

$$M_T = \frac{V_0}{2} \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}}\right) \int_0^1 \left[\left(\frac{A^{3/2}}{x^{3/2}} - \sqrt{\frac{A}{x}} \right) e^{-A/x} + \frac{\sqrt{\pi}}{2} \operatorname{erf} \left(\sqrt{\frac{A}{x}} \right) \right] e^{-Bx} dx, \quad (8)$$

где $B = \beta N_I \tau$, $A = R_T / \sqrt{D\tau}$, $x = t/\tau$.

На рис. 1 представлены расчетные зависимости M_T от концентрации мелкой легирующей примеси при различных значениях параметра B . Из рисунка видно, что M_T уменьшается по мере увеличения концентрации мелкой легирующей примеси. При достаточно больших концентрациях $M_T \rightarrow 0$ и, следо-

ательно, дивакансионное ядро РО будет отсутствовать, т. е. практически все вакансии будут образовывать комплексы как с примесью, так и между собой вне области исходного каскада.

Количество дивакансий M_T в одной РО существенно (8) зависит от концентрации междоузельных атомов в области формирования РО. Практически эту концентрацию можно менять, например, за счет интенсивности нейтронного пучка или дополнительного легирования примесью, активно взаимодействующей с междоузельными атомами (такой примесью, в частности, является золото [9]).

Для экспериментальной проверки полученных выше выводов проведено исследование кристаллов кремния *n*-типа, выращенных методами Чохральского и зонной плавки, легированных фосфором, концентрация которого варьировалась в пределах $6 \cdot 10^{14} - 3.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, а в отдельных случаях легированных также золотом ($N_{Au} = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$). Разупорядоченные области вводились облучением быстрыми реакторными нейтронами при температуре, не превышающей 60°C . Доза облучения составляла $8 \cdot 10^{13} - 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$.

Параметры дивакансионного ядра РО M и R_0 определялись способом, предложенным в [10] и основанным на измерении температурной зависимости концен-

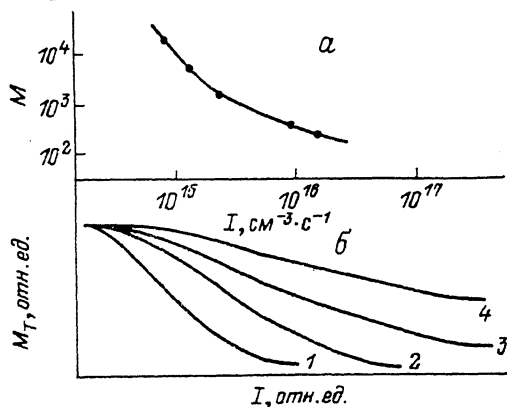


Рис. 3. Экспериментальная (а) и расчетная (при разных значениях параметра $A = R_T / \sqrt{D\tau}$, $A_1 < A_2 < A_3 < A_4$) (б) зависимости среднего числа дивакансий M в одной РО от интенсивности нейтронного облучения.

трации дивакансий в зарядовом состоянии -1 (уровень $E_c - 0.39 \text{ эВ}$) методом релаксационной спектроскопии глубоких уровней. Полагая, что экспериментально определенные значения M и R_0 пропорциональны соответствующим величинам, введенным в модели, проведем сравнение экспериментально и теоретически полученных результатов. На рис. 2 представлена зависимость характерного размера дивакансионного ядра R_0 от концентрации легирующей примеси для всех типов использованных кристаллов. Изменение R_0 от концентрации легирующей примеси, определяющей тип и уровень проводимости кристаллов кремния, хорошо описывается выражением $R_0 \sim N_D^{-1/2}$ [сплошная линия — расчет по формуле (4)] и не зависит от наличия других примесей в кристалле, в частности кислорода и золота ($N_{Au} < N_D$).

Полное число дивакансий в одной РО M существенно меняется при любом изменении примесного состава кристалла (см. вставку на рис. 1). Изменение концентрации атомов золота и кислорода в кристалле приводит, как следует из сравнения экспериментальных и теоретических зависимостей на рис. 1, к уменьшению потока междоузельных атомов в область формирующегося дивакансионного ядра, по-видимому, из-за взаимодействия междоузельных атомов с примесью.

Используя экспериментальные результаты (рис. 1) и выражение (8), оценим концентрацию легирующей примеси, начиная с которой не будет вводиться дивакансионное ядро $N_D \sim 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (для кремния, легированного фосфором). Действительно, известные эксперименты [11-14] по нейтронному облучению сильно легированного кремния ($N_D \sim 10^{17} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$) показывают, что в пересчете на одну РО вводится $0.1 - 10$ дивакансий, и говорить о каком-либо ядре не приходится. При уровне легирования $10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$ аналогичная величина составляет $10^2 - 10^4$ дивакансий.

На рис. 3 представлены экспериментальная (а) и расчетные (б) зависимости M от интенсивности нейтронного пучка I (8). (При расчетах использована

лась формула, связывающая величину N_I с I [8]). Так как при расчетах в качестве параметров использовались различные комбинации физических величин (коэффициент диффузии междоузельных атомов, время формирования дивакансионного ядра РО, коэффициент взаимодействия вакансий и междоузельных атомов и др.), из сравнения с экспериментальными зависимостями невозможно однозначно определить значения физических параметров.

Таким образом, предложенная модель формирования РО позволила получить количественную зависимость параметров дивакансионного ядра РО от уровня легирования кристалла и интенсивности потока налетающих частиц. В частности, показано, что характерный размер дивакансионного ядра РО определяется концентрацией легирующей примеси и убывает с увеличением последней по закону N_D^{-1} , в то время как полное число дивакансий в ядре зависит от концентраций как легирующей, так и специальных примесей и существенно убывает с ростом интенсивности пучка налетающих частиц. Получено, что при уровне легирования кремния фосфором выше 10^{17} — 10^{18} см⁻³ дивакансионное ядро РО не формируется.

Авторы признательны А. И. Баранову, Л. С. Смирнову и А. В. Васильеву за полезные дискуссии и интерес к работе.

Список литературы

- [1] Коноплева Р. Ф., Литвинов В. П., Ухин Н. А. Особенности радиационного повреждения полупроводников частицами высоких энергий. М., 1971. 174 с.
- [2] Вопросы радиационной технологии полупроводников / Под ред. Л. С. Смирнова. Новосибирск, 1980. 294 с.
- [3] Кузнецов В. И., Лугаков П. Ф. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 10. С. 1902—1904.
- [4] Pankratz J. M., Sprague J. A., Rudee M. L. // J. Appl. Phys. 1968. V. 39. N 1. P. 101—106.
- [5] Баранов А. И., Смирнов Л. С. // ФТП. 1973. Т. 7. В. 11. С. 2227—2229.
- [6] Ухин Н. А. // ФТП. 1972. Т. 6. В. 5. С. 931—934.
- [7] Leadon R. E. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1970. V. NS-17. N 6. P. 110—117.
- [8] Аешин А. И., Антонова И. В., Васильев А. В., Панов В. И., Шаймеев С. С. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 4. С. 692—696.
- [9] Gesele V., Morehead F. // Appl. Phys. Lett. 1983. V. 38. N 3. P. 157—159.
- [10] Антонова И. В., Васильев А. В., Панов В. И., Шаймеев С. С. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 6. С. 998—1003.
- [11] Антонова И. В., Васильев А. В., Панов В. И., Шаймеев С. С. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 8. С. 1519—1520.
- [12] Ахметов В. Д., Болотов В. В. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 9. С. 1556—1562.
- [13] Двуреченский А. В., Карапович А. А. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 11. С. 1944—1947.
- [14] Newman R. C., Totterdell D. H. J. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1975. V. 8. N 22. P. 3944—3954.

Институт физики полупроводников
СО АН СССР
Новосибирск

Получена 9.11.1989
Принята к печати 6.03.1990