

## Раздел четвертый

# ФИЗИКА РАДИАЦИОННЫХ И ИОННО-ПЛАЗМЕННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

УДК 621.315.592.3:546.28:539.12.04

## РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ n- И p-Si, ЛЕГИРОВАННОГО КИСЛОРОДОМ И ГЕРМАНИЕМ, ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ЯДЕРНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

*А.П. Долголенко, Г.П. Гайдар, М.Д. Варенцов, П.Г. Литовченко*  
*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев, Украина*  
*E-mail: gaidar@kinr.kiev.ua, факс +38(044)265-44-63*

Исследована радиационная стойкость образцов n- и p-Si, выращенных методом бестигельной зонной плавки и трансмутационно-легируемых, а также кремния, выращенного методом Чохральского до и после легирования германием ( $N_{Ge} = 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ), после облучения быстрыми нейтронами реактора ВВР-М при комнатной температуре. Эффективная концентрация носителей в зависимости от флюенса описана в рамках уточненной модели Госсика. Обнаружено, что введение германия, обогащение кислородом повышают радиационную стойкость n-Si так же, как и трансмутационное легирование. Предложен метод повышения радиационной стойкости полупроводниковых детекторов ядерных частиц. Показано, что создание кластеров дефектов быстрыми нейтронами отличается от их создания при облучении 24 ГэВ протонами кремния.

### ВВЕДЕНИЕ

Проблема повышения радиационной стойкости полупроводниковых материалов, используемых для создания электронных приборов, которые длительное время должны сохранять эксплуатационные параметры в радиационных полях, была и остается актуальной. Повышение радиационной стойкости детекторов ядерных частиц до флюенса  $\sim 10^{16}$  нейтр.·см<sup>-2</sup> откроет им перспективу широкого использования в экспериментах на Super Large Hadron Collider (SLHC) со светосилой  $\sim 10^{35}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>.

Один из подходов к решению этой проблемы заключается во введении в полупроводник эффективных рекомбинационных дефектов для вакансий и межузельных атомов. Представляет интерес в этой связи легирование кремния изовалентными примесями. Основу большинства моделей влияния их на процессы дефектообразования составляет идея о роли внутренних локальных напряжений решетки, возникающих вследствие несоответствия ковалентных радиусов атомов матрицы и примеси [1]. При электронном облучении монокристаллов Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> при температуре  $\sim 300$  К (комплекс GeV, фактически, уже отжегся) авторы [2] наблюдали снижение эффективности образования кислородосодержащих радиационных дефектов в 2-3 раза по сравнению с контрольными образцами кремния. Они предположили, что атомы Ge являются центрами непрямои аннигиляции первичных радиационных дефектов [3].

Температура облучения не только влияет на вероятность образования стабильных радиационных

дефектов, но и понижает их термическую стабильность. Так, облучение при температуре ниже 120 К снижает скорость удаления носителей в десятки раз при комнатной температуре [4]. Это можно объяснить высокой скоростью введения непереоориентируемых дивакансий, которые отжигаются при температуре выше 140 К [5].

Использование нейтронно-легируемого кремния и его обогащение кислородом улучшает радиационную стойкость детекторов при облучении протонами [6]. В окисленном n-Si до флюенса  $10^{15}$  см<sup>-2</sup> 190 МэВ пионами или 24 ГэВ протонами инверсия типа проводимости не наблюдается [7], а в p-Si она вообще не наблюдалась.

Работа посвящена описанию эффективной концентрации носителей в зависимости от флюенса облучения быстрыми нейтронами реактора n-типа кремния с высокой и низкой концентрацией кислорода. Исследовано влияние примеси германия на радиационную стойкость n- и p-Si.

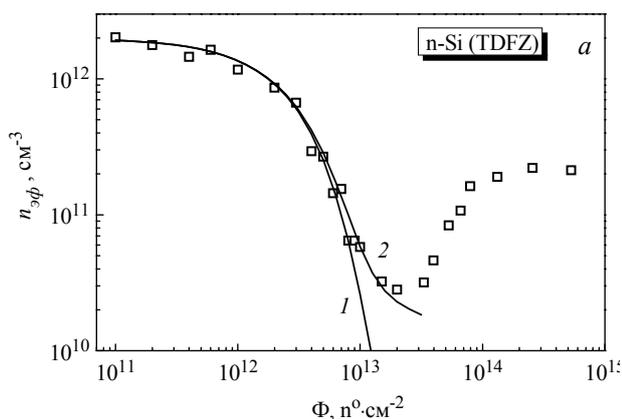
### МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В работе исследовались образцы n- и p-Si, выращенные методом бестигельной зонной плавки (FZ), после легирования германием и кислородом, а также трансмутационно-легируемые: флюенс  $10^{16}$  нейтр.·см<sup>-2</sup>, отжиг 850 °С, время отжига один час. Диффузия кислорода проводилась при 1200 °С в течение 48 ч. Концентрация кислорода и углерода в образцах n-Si (TDFZ)  $N_{(O)} = N_{(C)} = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и n-Si (DOFZ)  $N_{(O)} = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_{(C)} = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Образцы n-Si<Ge> ( $N_{Ge} \approx 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ) и контрольные образцы n-Si (Cz) без примеси Ge были выращены с удельным сопротивлением  $\rho \sim 10$  Ом·см методом Чохральского

$(N_{(O)} \approx (5 \dots 6) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3})$ . Содержание углерода в n-Si<Ge> было в два раза больше ( $N_{(C)} \approx 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ), чем в n-Si (Cz). Концентрации германия, кислорода и углерода в образцах измерялись методом фурье-спектроскопии при комнатной температуре.

Исследовались образцы n-Si с удельным сопротивлением  $\sim 2,5 \cdot 10^3 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ , выращенные методом бестигельной зонной плавки, а также подобные образцы с O<sub>21</sub>-обогащением (OFZ/G), до и после облучения протонами с энергией 24 ГэВ до флюенса  $\sim 10^{14}$  прот./см<sup>2</sup>.

Высокоомные образцы p-Si ( $p_0 = (3,3 \pm 0,5) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ) были выращены методом бестигельной зонной плавки.



Облучение быстрыми нейтронами проводилось на горизонтальном канале водо-водяного реактора ВВР-М. Поток быстрых нейтронов был измерен с энергией  $>100 \text{ кэВ}$ . Измерения проводимости и постоянной Холла были выполнены методом Ван дер Пау на квадратных образцах размером  $10 \times 10 \times 1 \text{ мм}$  компенсационным способом с точностью  $\sim 3 \%$ . Контакты в n- и p-Si создавались втиранием алюминия в шлифованную поверхность кремния.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 представлена зависимость эффективной концентрации носителей от флюенса быстрых нейтронов реактора в n-Si.

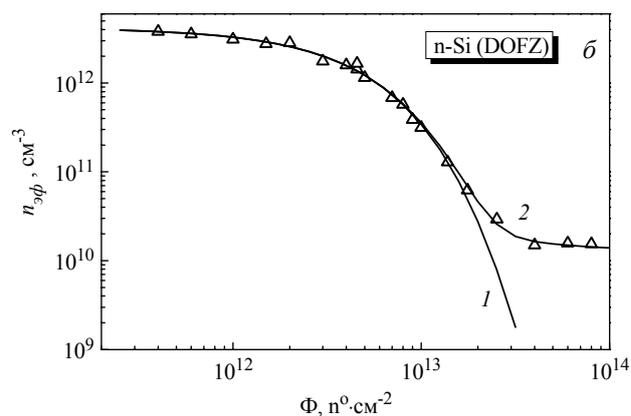


Рис. 1. Зависимость эффективной концентрации носителей ( $n_{эф}$ ) от флюенса быстрых нейтронов реактора ( $\Phi$ ) в n-Si: а -  $n_0 = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , выращенного методом бестигельной зонной плавки (TDFZ); б -  $n_0 = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , полученного окислением (DOFZ);  $\square, \Delta$  - экспериментальные данные; 1, 2 - расчет без учета и с учетом дополнительного перекрытия кластеров соответственно

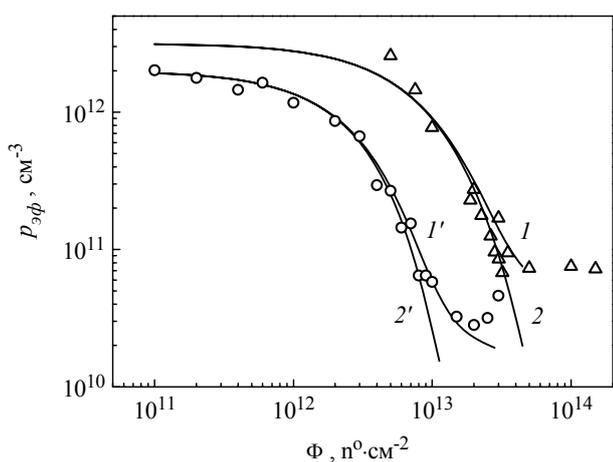


Рис. 2. Зависимость эффективной концентрации носителей ( $p_{эф}$ ) от флюенса быстрых нейтронов реактора ( $\Phi$ ) в:  $\Delta$  - p-Si ( $p_0 = 3,2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ) и  $\circ$  - n-Si ( $n_0 = 2,0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ), выращенных методом бестигельной зонной плавки; — - расчет с учетом (1, 1') и без учета (2, 2') дополнительного перекрытия кластеров дефектов

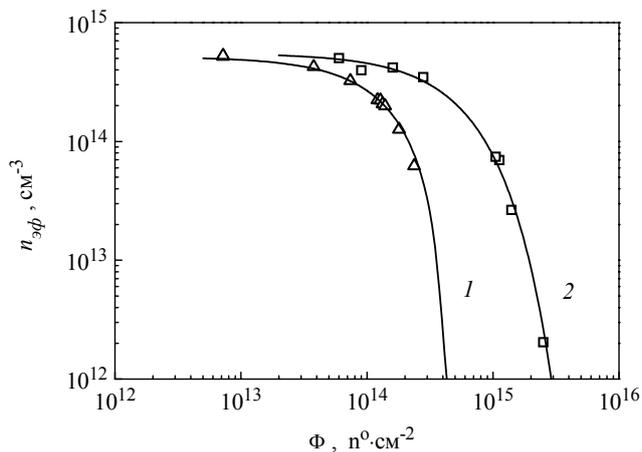
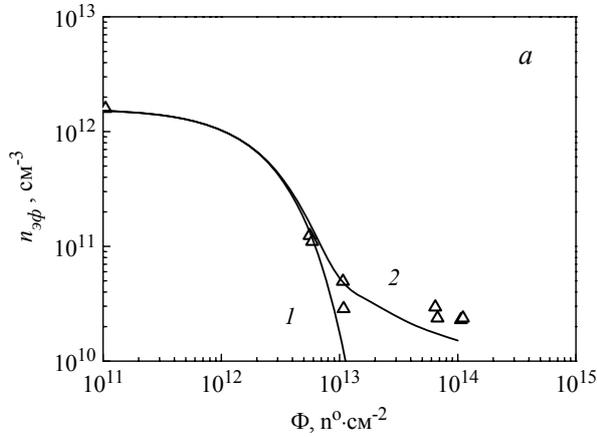


Рис. 3. Зависимость эффективной концентрации носителей ( $n_{эф}$ ) от флюенса быстрых нейтронов реактора ( $\Phi$ ) при  $T = 293 \text{ К}$  в n-типе кремния, выращенного методом Чохральского: 1 -  $n_0 = 5,15 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , без легирования; 2 -  $n_0 = 5,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , легированного германием ( $N_{Ge} \approx 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ );

$\square, \Delta$  - экспериментальные данные; сплошные кривые - результаты расчета

На рис. 2 сравниваются дозовые зависимости эффективных концентраций носителей в образцах n- и p-Si, выращенных методом бестигельной зонной плавки, после облучения быстрыми нейтронами реактора.

На рис. 3 показаны зависимости эффективной концентрации носителей в n-Si, выращенном



методом Чохральского, с примесью и без примеси германия.

На рис. 4 приведены экспериментальные данные и теоретические кривые без учета (кривые 1) и с учетом (кривые 2) перекрытия пространственных областей кластеров.

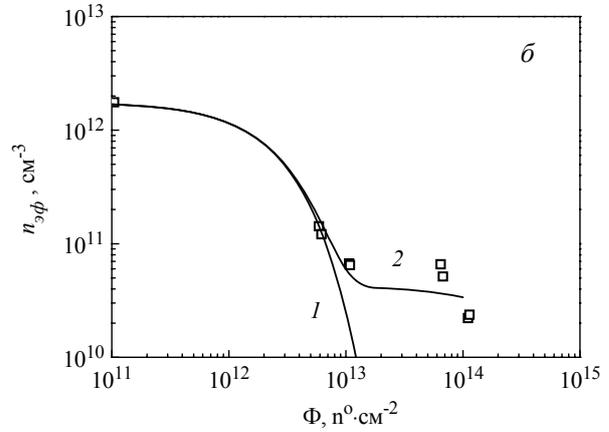


Рис. 4. Зависимость эффективной концентрации носителей ( $n_{эф}$ ) от флюенса 24 ГэВ протонов (измерение при комнатной температуре): а – n-Si (FZ) ( $n_0 = 1,59 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ); б – n-Si (OFZ/G) ( $n_0 = 1,76 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ );  $\Delta$ ,  $\square$  – эксперимент; 1, 2 – расчет без учета и с учетом дополнительного перекрытия кластеров дефектов соответственно

### ВЫЧИСЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ В КРЕМНИИ, ОБЛУЧЕННОМ БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ РЕАКТОРА

Облучение n- и p-кремния быстрыми нейтронами создает первично-выбитые атомы, вдоль траектории движения которых в кристалле образуются вакансии и межузельные атомы. Высокая локальная концентрация пар Френкеля после их атермической перестройки приводит к образованию в конце пробега атома кремния кластеров дефектов вакансионного типа и дефектов межузельного типа в проводящей матрице образца.

Допустим, что при рассеянии быстрого нейтрона на атомах кремния образуется кластер дефектов, окруженный областью пространственного заряда, объемом  $V$ . Пусть при данном флюенсе  $\Phi$  образуется  $N$  таких областей в единице объема кристалла. Тогда  $N = \Sigma \Phi$ , где  $\Sigma$  – макроскопическое сечение образования кластера. При увеличении  $N$  на  $dN$  изолирующий объем кластеров увеличивается на  $VdN$ , а часть  $F = 1 - f$  остается проводящей. Поэтому уменьшение свободного объема  $dF$ , не занятого кластерами, при введении кластеров объемом  $VdN$ , пропорционально этому объему

$$\frac{dF}{VdN} = -F.$$

После разделения переменных и интегрирования (начальные условия  $\Phi = 0$ ,  $F = 1$ ) имеем  $F = \exp(-\Sigma V \Phi)$ . Окончательно доля объема, занятая кластерами, равна

$$f = 1 - \exp(-\Sigma V \Phi). \quad (1)$$

Как можно видеть, полученное уравнение (1) учитывает только геометрическое перекрытие кластеров дефектов, обусловленное статистическим законом взаимодействия быстрых нейтронов с атомами кристалла. Дополнительное перекрытие областей пространственных зарядов кластеров дефектов, обусловленное введением точечных дефектов, можно учесть с помощью интеграла перекрытия:

$$f = f_0 \exp(-\Sigma_1 V \Phi), \quad (2)$$

где  $\Sigma_1$  – вероятность перекрытия кластеров дефектов,  $\text{см}^{-1}$ ;  $f_0$  – доля объема, занятого кластерами дефектов.

Так как процесс накопления изолирующего объема кластеров дефектов аналогичен закону накопления и распада радиоактивных ядер, то доля объема, занятого кластерами дефектов, равна

$$f = (1 - \exp(-\Sigma V \Phi)) \cdot \exp(-\Sigma_1 V \Phi). \quad (3)$$

Вероятность дополнительного перекрытия областей пространственного заряда кластеров значительно меньше вероятности образования кластеров:  $\Sigma_1 \ll \Sigma$ . Тогда при малых флюенсах можно пренебречь интегралом перекрытия (2) и, исходя из модели Госсика для объема [8], получить эффективную концентрацию носителей ( $n_{эф}$ ) в зависимости от флюенса [9]:

$$n_{эф}(T, \Phi) = n(T, \Phi) \exp \left[ -\frac{4\pi\epsilon\epsilon_0 \Sigma R_1 \Phi}{N_2(T, \Phi) q^2} \left( \mu - kT \ln \frac{N_c(T)}{N_2(T, \Phi)} \right) \right], \quad (4)$$

где  $N_2(T, \Phi)$  – концентрация экранирующих центров в областях пространственного заряда кластеров дефектов;  $\mu$  – положение уровня Ферми в центре кластера относительно разрешенных зон кремния;  $N_c(T)$  – эффективная плотность состояний в зонах;  $n(T, \Phi)$  – концентрация носителей в проводящей матрице кремния;  $R_1$  – средний радиус областей скопления дефектов;  $\varepsilon$  – и  $\varepsilon_0$  – диэлектрические постоянные материала и вакуума соответственно;  $q$  – заряд носителя тока.

В собственном кремнии уровень Ферми будет располагаться на нейтральном уровне дивакансии (по нашим оценкам  $E_v + 0,53$  эВ). При захвате электрона проводимости (поставляемого ионизацией легирующей примеси) энергия центра возрастает на 0,165 эВ [10]. Поэтому с увеличением уровня легирования n-Si уровень Ферми в кластере можно определить:

$$\mu = E_c - 0,6 + 0,033 \log n_0 / n_i, \quad (5)$$

где  $n_0$  – концентрация электронов в зоне проводимости n-Si до облучения,  $\text{см}^{-3}$ ;  $n_i = 10^{10} \text{ см}^{-3}$  – концентрация носителей в собственном кремнии.

Дивакансии являются многозарядными центрами, донорный ( $E_v + 0,25$  эВ) и акцепторный ( $E_c - 0,42$  эВ) уровни которых определяют положение уровня Ферми  $\mu = E_v + 0,475$  эВ в кластерах, созданных быстрыми нейтронами в p-Si.

Рассмотрим монокристаллы n-Si, легированные фосфором с концентрацией носителей  $N_d$  ( $N_d < 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) и средней степенью компенсации акцепторами, в области температур от комнатной до температуры жидкого азота. Согласно статистическому закону нейтроны равновероятно в объеме n-Si (кроме разупорядоченных областей) создают точечные дефекты акцепторного типа с концентрацией  $N_a < N_d$ . Тогда при повышении температуры образца от 77 К будем иметь некоторую концентрацию электронов в зоне проводимости за счет теплового возбуждения (ионизации) электронов с уровня  $E_a$  как в проводящей матрице  $n(T, \Phi)$ , так и в областях пространственных зарядов кластеров дефектов  $N_2(T, \Phi)$ :

$$n(T, \Phi, E_a) = \frac{1}{2} \left( N_d - \frac{N_a(\Phi)}{\lambda} - n_{11} \right) \left( \sqrt{1 + \frac{4N_d n_{11}}{\left( N_d - \frac{N_a(\Phi)}{\lambda} - n_{11} \right)^2}} + 1 \right);$$

$$n_{11} = g N_c(T) \exp\left(-\frac{E_a}{\lambda kT}\right), \quad (6)$$

где  $g = 2$  – фактор вырождения акцепторного уровня;  $N_a(\Phi)$  – концентрация радиационно-введенных акцепторных дефектов после облучения флюенсом  $\Phi$ ;  $n_{11}$  – концентрация электронов в зоне проводимости n-Si, когда уровень Ферми совпадает с уровнем  $E_a$  в проводящей матрице или с эффективным уровнем  $E_a/\lambda$  в пространственно-заряженной области кластера дефектов.

Искривление энергетических зон на расстоянии дебаевского экранирования в кластере приводит при понижении температуры к пространственно-неоднородному захвату электрона на акцепторного типа дефекты согласно (6). Если акцепторный дефект находится в проводящей матрице, то  $\lambda = 1$ , а в случае его локализации в области пространственного заряда кластера –  $\lambda = 1,5$ .

В случае p-Si, заменив доноры на акцепторы, а акцепторы на доноры, аналогично уравнению (6) получим концентрацию дырок в валентной зоне p-Si при повышении температуры образца от 77 К. Быстрые нейтроны в p-Si образуют не только донорные, но и акцепторные дефекты.

Тогда при повышении температуры образца p-Si от 77 К будем иметь некоторую концентрацию дырок в валентной зоне за счет теплового возбуждения их с акцепторного уровня  $E_a$  как в проводящей матрице  $p(T, \Phi)$ , так и в области пространственного заряда кластеров дефектов  $P_2(T, \Phi)$ :

$$p(T, \Phi, E_a) = \frac{1}{2} p_{11} \left( \sqrt{1 + \frac{4N_a(\Phi)}{p_{11}}} - 1 \right);$$

$$p_{11} = g_1 N_V(T) \exp\left(-\frac{E_a}{\lambda kT}\right), \quad (7)$$

где  $g_1 = 0,5$  – фактор вырождения акцепторного уровня в p-Si;  $p_{11}$  – концентрация дырок в валентной зоне p-Si, когда уровень Ферми совпадает с уровнем  $E_a$  в проводящей матрице или эффективным уровнем  $E_a/\lambda$  в пространственно-заряженной области кластера дефектов;  $N_V$  – плотность состояний в валентной зоне p-Si.

Если донорные и акцепторные дефекты расположены в проводящей матрице p-Si, то  $\lambda = 1$ , а в случае их локализации в области пространственного заряда кластеров –  $\lambda = 1,2$ .

Под толерантностью полупроводниковых материалов понимают их способность сохранять свои свойства при действии ядерного излучения. Радиационная стойкость детекторов ядерного излучения есть доза облучения, при которой пользователи уже не могут мириться с ухудшением их свойств. Критерий радиационной стойкости не имеет строгого математического определения. Каждый экспериментатор определяет радиационную стойкость через скорость деградации времени жизни, скорости удаления носителей, скорости изменения подвижности. В наших исследованиях критерием радиационной стойкости может служить скорость удаления носителей различными дефектами, включая и кластеры:

$$R_h = n_0 / \nu \text{ при } \Phi \rightarrow 0, \quad (8)$$

где  $n_0$  – концентрация носителей до облучения;  $\nu$  – скорость удаления носителей при малых дозах облучения;  $R_h$  – радиационная стойкость, нейтр./ $\text{см}^2$ .

Радиационная стойкость детекторов ядерного излучения обычно несколько выше дозы, при которой происходит  $n \rightarrow p$ -конверсия обедненной области детектора. Так как  $n \rightarrow p$ -конверсия происходит только тогда, когда она произошла в проводящей матрице, то в качестве  $\nu$  следует использовать скорость удаления носителей простыми дефектами в проводящей матрице n-Si. Но  $\nu(\Phi)$  есть функция дозы облучения, поэтому для описания эффективной концентрации носителей от флюенса использовались уравнения (6) и (7), которые описывают температурную зависимость перезарядки дефекта в проводящей матрице и в области пространственного заряда кластеров дефектов. Обычно принималось  $N_d = n_0$ ;  $N_a(\Phi) = \nu \cdot \Phi$ , где  $\nu$  – постоянная скорость введения радиационного дефекта в полупроводник быстрыми нейтронами.

Зависимости эффективной концентрации носителей от флюенса быстрых нейтронов реактора для n-Si (TDFZ) и n-Si (DOFZ) показаны на рис. 1, а, б. В случае n-Si (TDFZ)  $\nu = 0,3 \text{ см}^{-1}$  для глубокого уровня  $E_c - 0,49 \text{ эВ}$  и  $\nu = 0,25 \text{ см}^{-1}$  в случае n-Si (DOFZ) для усредненного дивакансионного и трехвакансионного уровня  $E_c - 0,45 \text{ эВ}$ . Высокая концентрация введенного кислорода уменьшает вероятность образования дивакансионно-отнесенных комплексов [11]. Теоретические вычисления с учетом и без учета дополнительного перекрытия кластеров дефектов показаны в виде сплошных линий. Расчет проведен с помощью уточненной модели Госсика согласно (1), (3), (5), (6) для образцов n-Si с малой и высокой концентрацией кислорода для кластеров дефектов со среднестатистическим радиусом скопления дефектов  $R_1 = 40 \text{ \AA}$  и  $R_1 = 50 \text{ \AA}$  соответственно. Использовались методы расчета среднего радиуса кластеров дефектов для малых и больших флюенсов быстрых нейтронов, изложенные в работах [9, 12].

После флюенса  $2 \cdot 10^{13} \text{ нейтр.}\cdot\text{см}^{-2}$  для n-Si (TDFZ) и  $4 \cdot 10^{13} \text{ нейтр.}\cdot\text{см}^{-2}$  для n-Si (DOFZ) положения уровня Ферми в кластере ( $\mu$ ) и в проводящей матрице выравниваются относительно дна зоны проводимости и принимают значение  $E_c - 0,525 \text{ эВ}$  в n-Si (TDFZ) и  $E_c - 0,514 \text{ эВ}$  в n-Si (DOFZ) (см. рис. 1, а, б). Если n-Si (TDFZ) после флюенса  $3 \cdot 10^{13} \text{ нейтр.}\cdot\text{см}^{-2}$  переходит в p-тип, то n-Si (DOFZ) даже после флюенса  $10^{15} \text{ нейтр.}\cdot\text{см}^{-2}$  еще остается n-типа, но концентрация дырок начинает расти уже после дозы облучения  $10^{14} \text{ нейтр.}\cdot\text{см}^{-2}$ . После флюенса  $5 \cdot 10^{15} \text{ нейтр.}\cdot\text{см}^{-2}$  n-Si (DOFZ) остается высокоомным с эффективной концентрацией носителей  $\sim 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . Сравнение рис. 1,а и рис. 1,б показывает, что флюенс, при котором концентрация электронов уменьшается до собственной, в действительности не зависит от содержания кислорода в n-Si, а наблюдаемое различие во флюенсах связано с разной концентрацией носителей до облучения. Расчет показал, что вероятность дополнительного перекрытия кластеров дефектов в n-Si (TDFZ) равна  $\Sigma_1 = 8 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ , а в n-Si (DOFZ) -  $\Sigma_1 = 7 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$  и,

по-видимому, зависит от уровня легирования образцов.

Зависимость эффективной концентрации дырок в p-Si от флюенса быстрых нейтронов реактора приведена на рис. 2. Теоретические расчеты с учетом и без учета дополнительного перекрытия кластеров дефектов согласно (3), (7) показаны сплошными линиями. Расчет проведен с помощью уточненной модели Госсика для кластеров дефектов со среднестатистическим радиусом скопления дефектов  $R_1 = 36 \text{ \AA}$ . При вычислении концентрации дырок в матрице согласно уравнениям (6) и (7) обычно принималось:  $N_a = p_0$ ;  $N_a(\Phi) = \nu_a \cdot \Phi$  и  $N_d(\Phi) = \nu_d \cdot \Phi$ , где  $p_0$  - концентрация дырок до облучения;  $\nu_d, \nu_a$  - постоянные скорости введения донорных и акцепторных радиационных дефектов соответственно. Для описания дозовой зависимости эффективной концентрации дырок были использованы скорость введения донорного уровня ( $E_V + 0,51 \text{ эВ}$ )  $\nu_d = 0,06 \text{ см}^{-1}$  и акцепторного уровня ( $E_V + 0,42 \text{ эВ}$ )  $\nu_a = 0,1 \text{ см}^{-1}$ . Из рис. 2 видно, что после дозы облучения  $\sim 5 \cdot 10^{13} \text{ нейтр.}\cdot\text{см}^{-2}$  концентрация дырок в p-Si выходит на постоянное значение  $8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . Следовательно, после перекрытия кластеров дефектов уровень Ферми занимает в запрещенной зоне p-Si положение  $E_V + 0,476 \text{ эВ}$ . Поэтому положение уровня Ферми в кластерах определяют донорные ( $E_V + 0,25 \text{ эВ}$ ) и акцепторные ( $E_c - 0,42 \text{ эВ}$ ) уровни дивакансий. Расчет показал, что вероятность дополнительного перекрытия областей пространственного заряда кластеров дефектов в p-Si равна  $\Sigma_1 = 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ .

На рис. 2 для сравнения представлена дозовая зависимость эффективной концентрации электронов в n-Si, выращенном методом бестигельной зонной плавки.

Если в n-Si радиационную стойкость надежно можно определить согласно (8), где  $\nu$  - скорость удаления электронов в проводящей матрице, то в p-Si она равна

$$R_h = \frac{p_0 + \nu_a^* \Phi - \nu_d^* \Phi}{\nu_d^*} = \frac{p_0}{2\nu_d^* - \nu_a^*},$$

где  $\nu_a^* = 0,08 \text{ см}^{-1}$  и  $\nu_d^* = 0,06 \text{ см}^{-1}$  – скорости введения и удаления дырок в p-Si соответственно. Таким образом, радиационная стойкость p-Si в  $\sim 10$  раз выше, чем n-Si, облученном быстрыми нейтронами реактора. Чем выше радиационная стойкость, тем меньше вероятность перекрытия кластеров дефектов.

Зависимость эффективной концентрации электронов ( $n_{\Phi}$ ) от флюенса быстрых нейтронов реактора для образцов n-Si (Cz), выращенных методом Чохральского, с примесью Ge и без нее была измерена при комнатной температуре (см. рис. 3). Расчет проведен с помощью уточненной модели Госсика для кластеров дефектов со средним радиусом скопления дефектов  $R_1 = 70 \text{ \AA}$  в n-Si (Cz) без примеси Ge и  $R_1 = 40 \text{ \AA}$  в n-Si<Ge>. Положение уровня Ферми в кластерах определялось согласно (5). При комнатной температуре одновременно

перезаряжаются глубокий акцепторный уровень дивакансии ( $E_c - 0,42$  эВ) и тривакансии ( $E_c - 0,49$  эВ), и поэтому совместное действие их можно описать уровнем  $E_c - 0,45$  эВ. Этот уровень удаляет электроны со скоростью  $\nu = 1,3 \text{ см}^{-1}$  в кремнии без примеси германия и  $\nu = 0,1 \text{ см}^{-1}$  в n-Si<Ge>.

Известно, что при образовании каскада смещенных атомов кремния, созданного быстрыми нейтронами, происходит локальный разогрев образца. Отличие ковалентных радиусов Si и Ge обеспечивает ангармонизм колебаний атомов в решетке Si<Ge>, что приводит к снижению ее теплопроводности и увеличению времени локального разогрева. Следовательно, это может привести к более эффективному отжигу кластеров.

Присутствие атомов германия в кремнии уменьшает скорость введения дефектов. Авторы [13] считают, что атомы германия являются центрами не прямой аннигиляции первичных радиационных дефектов. Однако, принимая во внимание, что вероятность нахождения вакансии рядом с атомом германия очень мала [3], а также тот факт, что комплекс GeV отжигается еще до комнатной температуры, можно предположить, что атомы германия могут выступать только в роли рекомбинационных центров для пар Френкеля.

Известно [13], что в отсутствие Ge в образцах Si они могут существовать при комнатной температуре в течение нескольких часов. Согласно (8) радиационная стойкость n-Si<Ge> ( $n_0 = 5,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ) равна  $5,5 \cdot 10^{15}$  нейтр. $\cdot\text{см}^{-2}$ , а n-Si (Cz) ( $n_0 = 5,2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ) –  $4 \cdot 10^{14}$  нейтр. $\cdot\text{см}^{-2}$ .

Дозовая зависимость эффективной концентрации n-Si, облученного протонами с энергией 24 ГэВ (см. рис. 4), была рассчитана с помощью уточненной модели кластеров дефектов согласно (1), (3), (5), (6) при использовании усредненного радиуса кластеров  $R_1 = 330 \text{ \AA}$  и сечения их введения  $\Sigma = 2,5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ . Использовалось положение уровня Ферми в кластере относительно дна зоны проводимости  $\mu = E_c - 0,51$  эВ, которое несколько отличается от вычисленного по формуле (5). Мы предполагаем, что это связано с тем, что между облучением и измерениями прошел год. В случае n-Si (FZ) ( $n_0 = 1,59 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ) –  $\nu = 0,1 \text{ см}^{-1}$  для глубокого уровня  $E_c - 0,49$  эВ, а в случае n-Si (OFZ/G) ( $n_0 = 1,76 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ) –  $\nu = 0,2 \text{ см}^{-1}$  для усредненного дивакансионного и тривакансионного уровня  $E_c - 0,45$  эВ. Теоретические вычисления с учетом и без учета дополнительного перекрытия кластеров дефектов показаны на рис. 4 в виде сплошных линий. Дополнительное перекрытие кластеров дефектов учитывалось согласно (2). Расчет показал, что вероятность дополнительного перекрытия кластеров дефектов равна  $\Sigma_1 = 3 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$ .

Такая высокая вероятность введения кластеров дефектов ( $\Sigma = 2,5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ ) 24 ГэВ протонами, создающих среднестатистические размеры области скопления дефектов  $R_1 = 330 \text{ \AA}$ , свидетельствует об ином механизме их создания. Можно предположить,

что при резерфордовском рассеянии протонов создаются зародыши ( $\sigma = 0,5$  барн), а при неупругом рассеянии на атомах кремния – высокая концентрация подвижных дефектов. Наличие барьера между вакансиями и межузельными атомами Si (0,4 эВ) приводит к их разделению. Вакансии мигрируют к стокам, которыми служат зародыши, образуя кластеры стабильных дефектов.

## ВЫВОДЫ

Таким образом, глубокие уровни дивакансий и тривакансий в n-типе кремния, а в p-типе глубокие уровни межузельного атома ( $E_V + 0,42$  эВ, акцептор) и димежузельные собственные атомы ( $E_V + 0,51$  эВ, донор) определяют вместе с кластерами дефектов радиационную стойкость кремния.

Анализ уравнения (8) ясно показывает, что увеличение концентрации носителей в образце и уменьшение скорости удаления носителей в проводящей матрице приводит к увеличению радиационной стойкости материала. Но только высокоомный кремний обеспечивает высокую чувствительность детекторов ядерных частиц.

Поэтому мы предлагаем легировать кремний глубокими донорными примесями, а именно: хромом (Cr) ( $E_c - 0,4$  эВ) или серой (S) ( $E_c - 0,18$  эВ) в достаточной концентрации, например  $10^{16} \text{ см}^{-3}$ , а в радиационных полях постепенно повышать температуру детектора до комнатной, чтобы компенсировать радиационные дефекты при увеличении флюенса облучения. Температуру детектора можно легко регулировать с помощью термопреобразователей типа Si<sub>0,7</sub>Ge<sub>0,3</sub>.

Показано, что создание кластеров дефектов быстрыми нейтронами отличается от их создания при облучении 24 ГэВ протонами кремния. Это отличие обусловлено упругим и неупругим взаимодействием протонов с атомами кремния.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Л.И. Хируненко, В.И. Шаховцов, В.В. Шумов. Радиационное дефектообразование в кремнии, легированном германием, при низкотемпературном облучении // *Физика и техника полупроводников*. 1998, т. 32, в. 2, с. 132-134.
2. Ю.В. Помозов, М.Г. Соснин, Л.И. Хируненко, В.И. Яшник, Н.В. Абросимов, В. Шрёдер, М. Хёне. Кислородсодержащие радиационные дефекты в Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> // *Физика и техника полупроводников*. 2000, т. 34, в. 9, с. 1030-1034.
3. Л.И. Хируненко, В.И. Шаховцов, В.К. Шинкаренко, Л.И. Шпинар, И.И. Ясковец. Особенности процессов радиационного дефектообразования в кристаллах Si<Ge> // *Физика и техника полупроводников*. 1987, т. 21, в. 3, с. 562-565.
4. К.Л. Старостин. Температурная зависимость скорости уменьшения концентрации электронов в n-Ge и n-Si при облучении быстрыми нейтронами // *Физика и техника полупроводников*. 1970, т. 4, в. 9, с. 1823-1824.

5. Г.С. Карумидзе. Влияние температуры облучения нейтронами на формирование дефектов структуры в кремнии, выращенном методом Чохральского // *Физика и техника полупроводников*. 1990, т. 24, в. 11, с. 1973-1977.
6. S.J. Watts, C. Da Via, A. Karpenko. Macroscopic results for a novel oxygenated silicon material // *Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. A*. 2002, v. 485, p. 153-158.
7. G. Lindstroem, D. Contarato, E. Fretwurst, et al. Improved Radiation Tolerance of silicon detectors for HEP applications; results from the CiS-HH project // *2nd RD50 – Workshop on Radiation Hard Semiconductor Devices for Very High Luminosity Colliders*, CERN (Geneva), 18 – 20 May, 2003. On line available: <http://www.cern.ch/rd50>.
8. B.R. Gossick. Disordered Regions in Semiconductors Bombarded by Fast Neutrons // *J. Appl. Phys.* 1959, v.30, N 8, p.1214-1218.
9. A.P. Dolgolenko. Variation of Carrier Removal Rate with Irradiation Dose in Fast-Pile Neutron Irradiated n-Si // *Phys. stat. sol. (a)*. 2000, v. 179, p. 179-188.
10. A.P. Dolgolenko, P.G. Litovchenko, M.D. Varentsov, G.P. Gaidar, A.P. Litovchenko. Particularities of the formation of radiation defects in silicon with low and high concentration of oxygen // *Phys. stat. sol. (b)*. 2006, v. 243, p. 1842-1852.
11. P. Pellegrino, P. Leveque, J. Lavita, and A. Hallen, C. Jagadish, B.G. Svensson. Annealing kinetics of vacancy-related defects in low-dose MeV self-ion-implanted n-type silicon // *Phys. Rev. B*. 2001, v. 64, p. 195211-10.
12. A.P. Dolgolenko and I.I. Fishchuk. Defect Clusters and Simple Defect Build-up Kinetics in Fast-Neutron Irradiated n-Si // *Phys. stat. sol. (a)*. 1978, v. 50, p. 751-755.
13. S. Goedecker, Th. Deutsch, L. Billard. A Fourfold Coordinated Point Defect in Silicon // *Phys. Rev. Lett.* 2002, v. 88, N 23, p. 235501-235505.

Статья поступила в редакцию 18.12.2007 г.

## РАДІАЦІЙНА СТІЙКІСТЬ n- І p-Si, ЛЕГОВАНОГО КИСНЕМ ТА ГЕРМАНІЄМ, ПРИ ОПРОМІНЕННІ ВИСОКОЕНЕРГЕТИЧНИМИ ЯДЕРНИМИ ЧАСТИНКАМИ

*О.П. Долголенко, Г.П. Гайдар, М.Д. Варенцов, П.Г. Литовченко*

Досліджено радіаційну стійкість зразків n- і p-Si, вирощених методом безтигельної зонної плавки і трансмутаційно-легованих, а також кремнію, вирощеного методом Чохральського до та після легування германієм ( $N_{Ge} = 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ), після опромінення швидкими нейтронами реактора ВВР-М при кімнатній температурі. Ефективну концентрацію носіїв у залежності від флюенса описано в рамках уточненої моделі Госсіка. З'ясовано, що введення германію, збагачення киснем підвищують радіаційну стійкість n-Si так само, як і трансмутаційне легування. Запропоновано метод підвищення радіаційної стійкості напівпровідникових детекторів ядерних частинок. Показано, що створення кластерів дефектів швидкими нейтронами відрізняється від їх утворення при опроміненні 24 GeV протонами кремнію.

## THE RADIATION HARDNESS OF n- AND p-Si, DOPED BY OXYGEN AND GERMANIUM, UNDER THE IRRADIATION BY HIGH-ENERGY NUCLEAR PARTICLES

*A.P. Dolgolenko, G.P. Gaidar, M.D. Varentsov, P.G. Litovchenko*

The radiation hardness of n- and p-Si samples grown both by the floating-zone technique and transmutation doped, as well as Si obtained by Czochralski method, were studied after irradiation by fast-pile neutrons of WWR-M reactors under room temperature before and after germanium doped ( $N_{Ge} = 2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ). The dependence of the effective concentration of carriers on fluence was described in the framework of Gossick's corrected model. It was found that the introduction of germanium and oxygen enrichment improve the radiation hardness of n-Si in the same way as transmutation doping. The method of increasing of radiation hardness for the semiconductor detectors of nuclear particles was proposed. It was shown that the formation of defect clusters by fast-pile neutrons differs from their formation at irradiation of silicon by 24 GeV protons.