

## ВЛИЯНИЕ МЕТОДОВ ВЫРАЩИВАНИЯ И ЛЕГИРОВАНИЯ НА РАДИАЦИОННУЮ СТОЙКОСТЬ n-Si, ОБЛУЧЁННОГО БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ РЕАКТОРА

*А.П. Долголенко, П.Г. Литовченко, М.Д. Варенцов, В.Ф. Ластовецкий, Г.П. Гайдар,  
А.П. Литовченко*

*Институт ядерных исследований НАН, г. Киев, Украина*

Образцы n-Si, выращенные методом бестигельной зонной плавки в вакууме (FZ), в атмосфере аргона (Ar) и нейтронно-легируемые (NTD), исследованы до и после облучения быстрыми нейтронами реактора при комнатной температуре. Эффективная концентрация носителей в облучённом кремнии рассчитывалась в модельном приближении Госсика с учётом перезарядки дефектов как в проводящей матрице n-Si, так и в областях пространственного заряда кластеров. Повышенной радиационной стойкостью обладает n-Si (NTD). Скорость введения дивакансий в проводящую матрицу этого кремния в ~5 раз ниже, чем в n-Si (FZ) и в ~2 раза ниже, чем в n-Si (Ar). Наличие атомов кислорода, аргона и А-типа дефектов (дислокационные петли межузельного типа) в основном повышает радиационную стойкость n-Si.

### ВВЕДЕНИЕ

Проблемам повышения радиационной стойкости высокоомного n-Si, используемого для создания полупроводниковых детекторов ядерного излучения, всегда уделялось особое внимание. Детекторы длительное время при комнатной температуре должны работать в полях ядерного излучения, поэтому проблема получения материала, обладающего повышенной радиационной стойкостью, всегда актуальна. Особенно изучение и поиск новых радиационно-стойких кремниевых детекторов стали очень актуальными в перспективе широкого использования в экспериментах на Large Hadron Collider (LHC). Было показано, что присутствие примесей кислорода, углерода, олова и германия влияет на радиационную стойкость кремния и приборов на его основе [1, 2]. Наблюдалась повышенная радиационная стойкость нейтронно-легируемого кремния [3].

Под радиационной стойкостью материалов понимают их способность сохранять свои свойства при действии ядерного излучения. Количественные характеристики радиационной стойкости задают в соответствии с тем, изменением какой величины под действием радиации интересуются, а также с указанием вида и параметров радиации и условий облучения. Так, радиационная стойкость детекторов ядерного излучения есть доза облучения, при которой пользователи уже не могут мириться с ухудшением их свойств. Обычно это доза, при которой происходит  $n \rightarrow p$ -конверсия обедненной области детектора. Фотоприемники обладают малой радиационной стойкостью, так как их свойства определяются временем жизни носителей тока. Но достаточно пролегирировать индием сплав на основе теллурида свинца так, чтобы это приводило к стабилизации уровня Ферми, как радиационная стойкость повышалась в  $10^4$  раз [4].

Легирование кремния золотом уменьшает до некоторой степени радиационные эффекты облучения нейтронами, так как вакансии кремния замещаются атомами золота [5]. Таким образом, легирование зо-

лотом улучшает радиационную стойкость кремниевых детекторов, и это значит, что время жизни детекторов в ЛHC увеличивается. Наличие микродефектов А-, В- или Д-типа в n-Si (FZ), выращенном с переменной скоростью 1...6 мм/мин при облучении  $\gamma$ -квантами  $^{60}\text{Co}$ , уменьшает степень радиационного изменения времени жизни носителей заряда [6].

В работе [7] приведены предварительные результаты после облучения 1 МэВ нейтронами и 24 ГэВ протонами при комнатной температуре различных детекторов (n-типа), выращенных с помощью эпитаксиального метода и метода плавающей зоны. Эти изучения доказали, что существует детекторный материал такой, как эпитаксиальный, из которого могут быть изготовлены детекторы.

Радиационная стойкость для быстрых нейтронов (1 МэВ эквивалент), высокоэнергетических протонов (24 ГэВ) и  $^{60}\text{Co}$   $\gamma$ -лучей планарно-изготовленных детекторов из окисленного кремния сравнивается со стандартными кремниевыми детекторами [8, 9]. Кислороднообогащенные детекторы имеют более лучшую (в 2 раза) радиационную стойкость, чем обычные детекторы при облучении протонами, но при нейтронном облучении заметного отличия не наблюдалось. Эффект высокой радиационной стойкости максимален при  $\gamma$ -облучении.

Интересно заметить, что легирование кремния термодонорами показало лучшую радиационную стойкость при протонном облучении, так как оба фактора, ответственные за деградацию детекторов, – эффект удаления доноров и компенсация двойными вакансиями – уменьшаются [9]. После введения кислорода в Si при 1100 °С в течение 6 ч время охлаждения при 550...350 °С было около 3 ч. Его было достаточно, чтобы создать значительную концентрацию термодоноров в кремнии.

Нарушения, введенные радиацией в кремниевые  $p^+/n$  /  $n^+/p$ -переходы были в прошлом широко изучены, чтобы понять изменения в действующих характеристиках детекторов частиц в экспериментах в области физики высоких энергий [10, 11]. Обзор [12] пред-

ставляет данные многочисленных исследований радиационных повреждений в кремнии, используемых для создания детекторов.

Для прогнозирования радиационной стойкости полупроводниковых детекторов излучения проведена идентификация моделей радиационных дефектов в кремнии [13], так как разработанные модели до сих пор носят полуэмпирический характер.

Цель работы – исследовать радиационную стойкость кремния n-типа, выращенного различными методами, выяснить причины повышения радиационной стойкости нейтронно-легированного кремния, основываясь на теоретическом описании изменений электрофизических свойств n-Si при облучении быстрыми нейтронами, и наметить пути повышения радиационной стойкости кремния, а также приборов на его основе.

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТ

Образцы n-Si с удельным сопротивлением  $\sim 2,5 \cdot 10^3$  Ом·см, выращенные методом бестигельной зонной плавки в вакууме (FZ), в атмосфере аргона (Ar) и полученные методом нейтронного трансмутационного легирования (NTD), исследованы до и после облучения различными дозами быстрых нейтронов реактора. Облучение быстрыми нейтронами проводилось на горизонтальном канале реактора ВВР-М при комнатной температуре. Поток быстрых нейтронов был определён пороговым детектором  $^{32}\text{S}$  с точностью 10% и подведён к энергии нейтронов начиная с  $\sim 100$  кэВ. Измерения проводимости и постоянной Холла были выполнены методом Ван дер Пау на квадратных образцах n-Si размером  $10 \times 10 \times 1$  мм компенсационным способом с точностью 3%. Контакты создавались втиранием Al на шлифованную поверхность кремния.

Экспериментальные данные обрабатывались с использованием численных методов. Для получения равномерной плотности вычислений эффективной концентрации носителей в n-Si во всём интервале измерений задавались значения логарифма доз облучения или значения обратной температуры.

Это означает, что в качестве переменных для численных методов при вычислении дозовой и температурной зависимостей эффективной концентрации носителей использовались не значения дозы или обратной температуры, а их десятичные логарифмы.

## 2. ТЕОРИЯ

Как известно, облучение монокристаллов кремния быстрыми нейтронами приводит к образованию наряду с кластерами простых дефектов типа A-, E-центров и дивакансий не только в проводящей матрице, но и в областях пространственного заряда кластеров дефектов [4]. Быстрые нейтроны реактора при рассеянии на атомах кремния затрачивают в среднем энергию на упругие столкновения 26 кэВ и создают кластеры дефектов размером 30...1000 Å. В

высокоомном n-Si кластеры окружены областью пространственного заряда радиусом  $\sim 10^4$  Å. Из-за высокой подвижности вакансий и межузельных атомов кремния область скопления дефектов остается кристаллической, несмотря на высокую концентрацию дефектов ( $\sim 10^{20} \dots 10^{17}$  см $^{-3}$ ). Для определения радиационной стойкости кремния обычно вычисляют дозовую зависимость электрических коэффициентов полупроводника: концентрацию и подвижность носителей заряда по измеренным при комнатной температуре э.д.с Холла и проводимости. В наших исследованиях критерием радиационной стойкости является скорость удаления носителей из зоны проводимости не только точечными, но и кластерами дефектов. Однако для теоретического описания дозовой зависимости эффективной концентрации носителей надо знать её температурную зависимость. Согласно работе [5] эффективная концентрация носителей ( $n_{ef}$ ) в зависимости от дозы облучения ( $\Phi$ ) и температуры ( $T$ ) равна:

$$n_{ef}(T, \Phi) = n(T, \Phi) \cdot (1 - f(T, \Phi)), \quad (1)$$

где  $n(T, \Phi)$  – концентрация носителей в проводящей матрице n-Si;  $f(T, \Phi)$  – доля объёма, занятая кластерами.

Исходя из модели Госсика для объёма и согласно работе [14] получим:

$$f(T, \Phi) = 1 - \exp \left[ - \frac{4\pi \epsilon \epsilon_0 \sum R_l \Phi}{N_2(T, \Phi) q^2} \left( \mu - kT \ln \frac{N_c(T)}{N_2(T, \Phi)} \right) \right], \quad (2)$$

где  $R_l$  – средний радиус области скопления дефектов кластера;  $\mu$  – положение уровня Ферми в кластере относительно дна зоны проводимости;  $N_c(T)$  – эффективная плотность состояний в зоне проводимости;  $N_2(T, \Phi)$  – концентрация экранирующих центров в областях пространственного заряда кластеров дефектов.

Согласно модели кластеров дефектов по Госсигу положительно заряженные доноры экранируют отрицательно заряженные скопления дефектов акцепторного типа. Если нейтроны передают атомам кремния энергию меньше 4,7 кэВ, то кластеры дефектов не образуются, а вакансии и межузельные атомы статистически равновероятно генерируются в объёме образца. Таким образом, стабильные радиационные дефекты равномерно вводятся как в проводящую матрицу образца, так и в область пространственного заряда кластеров. При понижении температуры образца акцепторные дефекты в области пространственного заряда кластеров частично перезаряжаются, что понижает экранирующее действие положительно заряженных доноров. В предположении, что каждый рассеянный быстрый нейтрон создаёт кластер дефектов, макроскопическое

сечение введения кластеров дефектов ( $\Sigma$ ) при облучении n-Si в ВВР-М реакторе  $\Sigma = 0,15 \text{ см}^{-1}$  [14].

В общем случае примесной проводимости при электрической активности акцепторного уровня

$$n(T, \Phi) = \frac{1}{2} \cdot \left( N_d(\Phi) - \frac{N_a(\Phi)}{\lambda} - n_{11} \right) \times \left( \sqrt{1 + \frac{4 \cdot N_d(\Phi) \cdot n_{11}}{\left( N_d(\Phi) - \frac{N_a(\Phi)}{\lambda} - n_{11} \right)^2}} + 1 \right), \quad (3)$$

$$n_{11} = gN_c(T) \exp\left(\frac{E_a}{\lambda kT}\right),$$

где  $g = 2$  – фактор вырождения акцепторного уровня;  $N_d(\Phi), N_a(\Phi)$  – концентрации нескомпенсированных доноров и акцепторных дефектов соответственно после дозы облучения  $\Phi$ .

Обычно при комнатной температуре на глубокие акцепторные уровни дефектов типа E-центров электроны захватываются из зоны проводимости. Тогда  $N_d(\Phi) = N - \nu \Phi$ , где  $N$  – концентрация нескомпенсированных доноров до облучения;  $\nu$  – скорость удаления электронов глубокими акцепторными дефектами из зоны проводимости. Положение акцепторных уровней дефектов в верхней половине запрещенной зоны n-Si определяются как  $(E_c - E_a)$ . Тогда при  $\Phi = 0$   $n_{11} = 0$  ( $E_a \rightarrow -\infty$ ),  $N_a(\Phi) = 0$ ,  $N_d(\Phi) = N$  и, следовательно,  $n(T, 0) = n_0$ . Искривление энергетических зон в кластере на длине дебаевского экранирования при понижении температуры приводит к пространственно неоднородной перезарядке акцепторного типа дефектов согласно (3). Если акцепторный уровень локализован в проводящей матрице, то  $\lambda = 1$ , а в случае его присутствия в пространственно-заряженной области кластера –  $\lambda = 1,5$ . Как показано в работе [4], значение  $\lambda = 1,5$  сохраняется во всем интервале исследованных доз облучения кремния. Предполагается, что  $\lambda = 1,5$  также сохраняет своё значение и для высокоомного n-Si, облучённого быстрыми нейтронами. Определённое значение  $\lambda$ , по нашему мнению, обусловлено наличием потенциальных барьеров, окружающих кластеры дефектов. В случае отсутствия статистического взаимодействия между уровнями радиационных дефектов, т. е. когда в запрещенной зоне они отстоят друг от друга на величину порядка нескольких  $kT$ , то концентрацию носителей в проводящей матрице можно определить, если учесть суммарную концентрацию носителей  $n_1(T, \Phi), n_2(T, \Phi), n_3(T, \Phi)$ , которые будут поставляться в зону проводимости при ионизации акцепторных уровней – A-центров, а также уровней дивакансий при изменении температуры  $T$  или дозы облучения  $\Phi$ :

$$n(T, \Phi) = n_1(T, \Phi) + n_2(T, \Phi) + n_3(T, \Phi) - 2N_d(\Phi) + N_a(\Phi). \quad (4)$$

Концентрация экранирующих центров в областях пространственного заряда кластеров дефектов аналогично равна

$$N_2(T, \Phi) = N_{21}(T, \Phi) + N_{22}(T, \Phi) + N_{23}(T, \Phi) - 2N_d(\Phi) + \frac{N_a(\Phi)}{\lambda}. \quad (5)$$

Здесь  $N_a$  – концентрация второго акцепторного уровня.

### 3. ДОЗОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ n-Si

На рис. 1 приведена дозовая зависимость подвижности носителей заряда, измеренная при комнатной температуре.

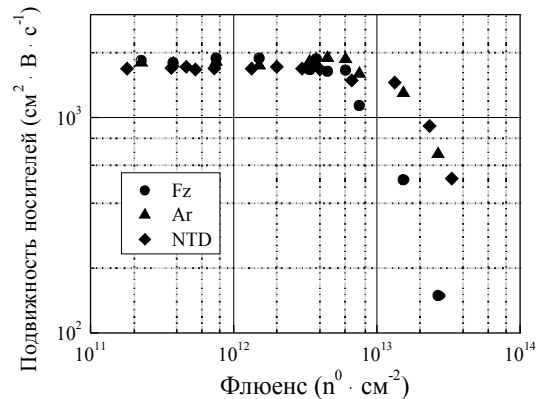


Рис. 1. Зависимость эффективной подвижности электронов от флюенса быстрых нейтронов реактора при комнатной температуре в ●- n-Si(FZ); ▲- n-Si(Ar); ◆- n-Si(NTD).

Средняя концентрация носителей ( $\bar{n}_0$ ) в n-Si: (FZ) –  $2,65 \cdot 10^{12}$ ; (Ar) –  $2,04 \cdot 10^{12}$ ; (NTD) –  $2,69 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$

Видно, что подвижность носителей заряда с увеличением дозы облучения быстрыми нейтронами изменяется во всех образцах n-Si независимо от метода выращивания, а после флюенса  $\sim 10^{13} \text{ н}^1 \cdot \text{см}^2$  начинает резко уменьшаться. Так, в области доз облучения  $(1 \dots 2) \cdot 10^{13}$  в n-Si(NTD) доля объема, занятая кластерами дефектов ( $f$ ), стремится к единице (сильное перекрытие областей пространственного заряда кластеров), холловская подвижность равна  $\mu_h = \mu \cdot N_p / N_{ef}$ . Здесь  $N_{ef}$  есть средняя по объему кристалла концентрация носителей, обратно пропорциональная постоянной Холла ( $R^{-1}$ ), а величина проводимости определяется концентрацией электронов на уровне протекания ( $N_p$ ). Такое поведение подвижности электронов свидетельствует о том, что радиационная стойкость n-Si определяется прежде всего скоростью введения кластеров дефектов, а уже затем – скоростью введения дефектов в проводящую матрицу образцов.

После дозы облучения  $2 \cdot 10^{13}$  положение уровня Ферми относительно дна зоны проводимости в кластерах и в проводящей матрице выравнивается, при-

нимая значение ( $E_c - 0,528$  эВ) в n-Si (FZ), ( $E_c - 0,523$  эВ) в n-Si (Ar), ( $E_c - 0,511$  эВ) в n-Si (NTD).

При дозе облучения больше  $3 \cdot 10^{13}$  наблюдается рост  $N_{eff}$ , а надежного выражения для расчета постоянной Холла ( $R$ ) не существует. Такое поведение, по нашему мнению, связано с началом  $n \rightarrow p$ -конверсии и с перезарядкой кластеров дефектов, когда вновь создаваемые дивакансии отдают дырки, которые тут же захватываются в кластеры.

Согласно уравнениям (1–5) была рассчитана эффективная концентрация носителей в образцах n-Si, выращенных и легированных различными методами, в зависимости от дозы облучения быстрыми нейтронами реактора при комнатной температуре (рис. 2).

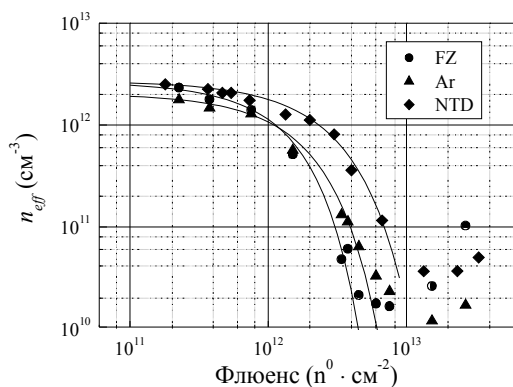


Рис. 2. Зависимость эффективной концентрации электронов от флюенса быстрых нейтронов реактора при комнатной температуре в

• - n-Si(FZ); ▲ - n-Si(Ar); ◆ - n-Si (NTD).

Средняя концентрация носителей ( $\bar{n}_o$ ) в n-Si: (FZ) –  $2,65 \cdot 10^{12}$ ; (Ar) –  $2,04 \cdot 10^{12}$ ; (NTD) –  $2,69 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$

При этом температурная зависимость концентрации носителей в проводящей матрице n-Si была промоделирована только двумя уровнями радиационных дефектов ( $E_c - 0,43$  эВ) и ( $E_c - 0,315$  эВ) со скоростями введения  $v_i$  и  $v_j$  соответственно. При комнатной температуре именно уровень дивакансии ( $E_c - 0,43$  эВ) ответственен за удаление носителей

из зоны проводимости и компенсацию доноров. Поэтому

$$N_d(\Phi) = n_o - v_i \Phi, N_a(\Phi) = v_j \Phi, \quad (6)$$

где  $n_o$  – концентрация носителей в образце до облучения. На согласование теоретического описания дозовой зависимости эффективной концентрации носителей с экспериментальными значениями меньшее влияние оказывает выбор второго глубокого акцепторного уровня дефекта ( $E_c - 0,315$  эВ), чем концентрация носителей в образцах до облучения.

Используемые уровни радиационных дефектов не описывают температурную зависимость концентрации носителей в проводящей матрице, что отчетливо видно на рис. 3.

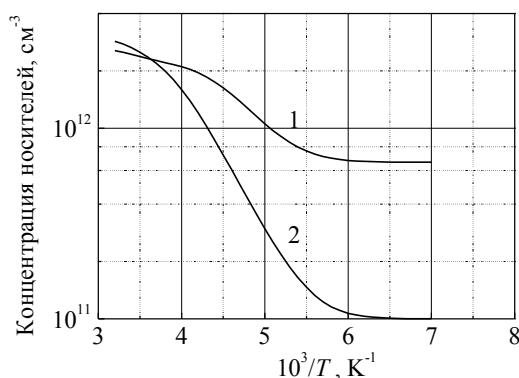


Рис. 3. Концентрация носителей в проводящей матрице n-Si (NTD), облучённого быстрыми нейтронами реактора дозой  $2 \cdot 10^{12} \text{ н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$ : 1 – модельный расчёт; 2 – расчёт на основе экспериментальных данных согласно уравнениям (4, 5)

Тем не менее, вычисленная концентрация носителей (кр. 2) на основе экспериментальных данных и промоделированная температурная зависимость концентрации носителей в проводящей матрице (кр. 1) мало отличаются друг от друга при комнатной температуре.

Основные расчётные параметры приведены в табл. 1. Видно, что повышенной радиационной стойкостью обладает нейтронно-легированный n-Si, выращенный с помощью метода бестигельной зонной плавки в атмосфере аргона (см. рис. 2 и табл. 1)

Таблица 1

Скорости введения радиационных дефектов  $v_i$  ( $E_c - 0,43$  эВ) и  $v_j$  ( $E_c - 0,315$  эВ), а также параметры кластеров дефектов:  $R_1$  – средний радиус скопления дефектов и  $\mu$  – положение уровня Ферми относительно дна зоны проводимости в кластере, используемые при описании зависимости эффективной концентрации носителей от дозы облучения быстрыми нейтронами реактора выращенного различными методами n-Si (FZ, Ar, NTD) со средней концентрацией носителей ( $\bar{n}_o$ ) до облучения

Образец Si	$\bar{T}$ , К	$\bar{n}_o$ , $\text{см}^{-3}$	$v_i$ , $\text{см}^{-1}$ ( $E_c - 0,43$ эВ)	$v_j$ , $\text{см}^{-1}$ ( $E_c - 0,315$ эВ)	$\mu$ , эВ	$R_1$ , Å
FZ	294,4	$2,65 \cdot 10^{12}$	1,16	0,66	0,528	92
Ar	294,4	$2,04 \cdot 10^{12}$	0,46	0,66	0,523	76
NTD	298,5	$2,69 \cdot 10^{12}$	0,26	0,79	0,511	76

Все исследуемые образцы n-Si, выращенные при помощи различных методов, тем не менее содержали свободный кислород в количестве  $\sim 10^{16}$ . Причина уменьшения скорости введения дивакансий в проводящую матрицу n-Si, выращенного в атмосфере аргона, по-видимому, лежит в самом методе выращивания.

#### 4. ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КОНЦЕНТРАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ

Согласно уравнениям (1, 2) экспериментально измеренная эффективная концентрация носителей ( $n_{eff}$ ) после облучения дозой  $\Phi$  равна:

$$n_{eff}(T, \Phi) = n(T, \Phi) \cdot \exp \left[ - \frac{4\pi\epsilon\epsilon_0 \sum R_i \Phi}{N_2(T, \Phi)} \left( \mu - kT \ln \frac{N_c(T)}{N_2(T, \Phi)} \right) \right]. \quad (7)$$

Методика вычисления и уравнение для расчёта радиуса скопления дефектов в кластере подробно описаны в работе [15]. Концентрация носителей в проводящей матрице образцов n-Si после различных доз облучения быстрыми нейтронами реактора определялась из уравнений (3, 4). Результаты расчёта уравнения (7) температурных зависимостей эффективной концентрации электронов в n-Si (NTD) после различных доз облучения быстрыми нейтронами реактора в виде линий, а экспериментальные значения в виде точек показаны на рис. 4 – 6.

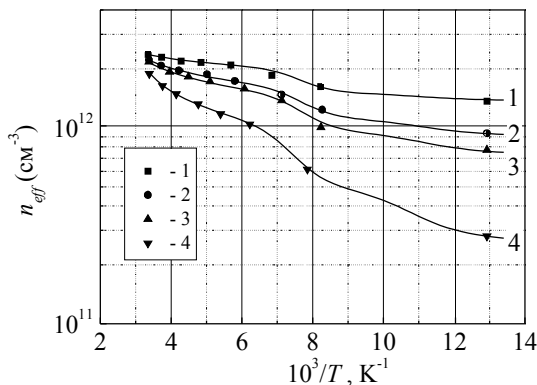


Рис. 4. Температурная зависимость эффективной концентрации электронов после облучения быстрыми нейтронами реактора n-Si (NTD) дозами: 1 –  $3,67 \cdot 10^{11}$ ; 2 –  $4,67 \cdot 10^{11}$ ; 3 –  $5,40 \cdot 10^{11}$ ; 4 –  $7,33 \cdot 10^{11} \text{ н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$ ; — теория; • – эксперимент

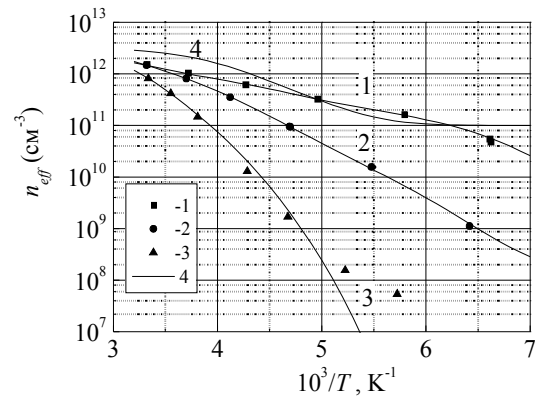


Рис. 5. Температурная зависимость эффективной концентрации электронов после облучения быстрыми нейтронами реактора n-Si (NTD) дозами: 1 –  $1,33 \cdot 10^{12}$ ; 2 –  $2,0 \cdot 10^{12}$ ; 3 –  $3,0 \cdot 10^{12} \text{ н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$ ; 4 – концентрация электронов в проводящей матрице n-Si, флюенс  $2 \cdot 10^{12} \text{ н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$ ; — теория; • – эксперимент

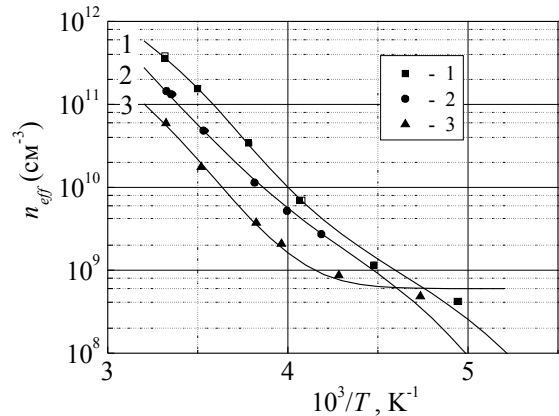


Рис. 6. Температурная зависимость эффективной концентрации электронов после облучения быстрыми нейтронами реактора n-Si (NTD) дозами: 1 –  $4,00 \cdot 10^{12}$ ; 2 –  $6,67 \cdot 10^{12}$ ; 3 –  $1,33 \cdot 10^{13} \text{ н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$ ; — теория; • – эксперимент

Параметры кластеров дефектов и радиационных дефектов в проводящей матрице n-Si (NTD) приведены в табл. 2, а их скорости удаления носителей – в табл. 3.

Можно видеть, что с увеличением дозы облучения средний радиус ( $R_i$ ) кластеров дефектов растёт, изменяясь от 36 до 92 Å (см. табл. 2). После дозы облучения больше  $10^{13} \text{ н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$  положение уровня Ферми относительно дна зоны проводимости в кластерах и в проводящей матрице n-Si (NTD) выравнивается, принимая значение ( $E_c - 0,51$  эВ) при комнатной температуре. При понижении температуры уровень Ферми движется к середине запрещённой зоны, как в случае собственного кремния. Поэтому можно предположить, что кластеры дефектов утратили внешнюю область пространственного заряда. Температурная зависимость концентрации носителей описывается наклоном ( $E_c - 0,62$  эВ) после дозы облучения  $1,33 \cdot 10^{13} \text{ н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$  (см. рис. 6). Известно, что концентрация дефектов в кластерах порядка плотности состояний в зоне проводимости. Поэтому пред-

полагается, что при понижении температуры электроны проводимости рекомбинируют с дырками на дефектах кластера.

Наблюдаемый уровень, по-видимому, принадлежит пентавакансии ( $V_5^-$ ). При этом мы исходим из предположения, что так как присоединение еще одной вакансии к дивакансии ( $V_2^-$ ) с акцепторным уровнем  $E_c - 0,426$  эВ [16] уменьшает ее энергетическое положение в запрещенной зоне n-Si на величину 0,065 эВ [17] и согласно расчетам, выполненным

в работе [18], то энергетическое положение акцепторного уровня пентавакансии есть  $E_c - 0,62$  эВ.

Концентрация углерода и кислорода в образцах n-Si (NTD) не превышала значения  $10^{16}$  см<sup>-3</sup>. В то же время скорость введения дивакансий быстрыми нейтронами реактора в проводящую матрицу кремния в пять раз ниже, чем в Si (FZ). Скорость введения уровня ( $E_c - 0,39$  эВ), который относят к четырехвакансионному дефекту ( $V_4$ ) такая же, как и в Si (Cz) [5]. Но скорость введения А-центров (VO) в ~ 1,5 раза выше, чем в Si (FZ).

Таблица 2

**Вычисленная концентрация ( $N_a$ ) и энергия уровней ( $E_a$ ) радиационных дефектов в проводящей матрице n-Si (NTD), облученного различными дозами быстрых нейтронов реактора ( $\Phi$ );  $N_b$  – концентрация экранирующих центров вне нарушенной области кластеров дефектов со средним радиусом  $R_1$**

$\Phi$ (н <sup>0</sup> ·см <sup>-2</sup> )	$n_0$ , см <sup>-3</sup>	$N_b$ , см <sup>-3</sup>	$N_a$ , см <sup>-3</sup>	$E_c - E_a$ , эВ	$R_1$ , Å
$3,67 \cdot 10^{11}$	$2,67 \cdot 10^{12}$	$2,52 \cdot 10^{12}$	$6,0 \cdot 10^{11}$	0,18	36
$4,67 \cdot 10^{11}$	$2,68 \cdot 10^{12}$	$2,52 \cdot 10^{12}$	$7,0 \cdot 10^{11}$	0,18	57
$5,4 \cdot 10^{11}$	$2,64 \cdot 10^{12}$	$2,51 \cdot 10^{12}$	$7,95 \cdot 10^{11}$	0,18	58
$7,33 \cdot 10^{11}$	$2,51 \cdot 10^{12}$	$2,33 \cdot 10^{12}$	$1,08 \cdot 10^{12}$	0,19	64
$1,33 \cdot 10^{12}$	$2,35 \cdot 10^{12}$	$2,05 \cdot 10^{12}$	$1,0 \cdot 10^{12}$	0,315	60
		$1,05 \cdot 10^{12}$	$3,0 \cdot 10^{11}$	0,261	
		$7,5 \cdot 10^{11}$	$1,9 \cdot 10^{12}$	0,204	
$2,0 \cdot 10^{12}$	$3,07 \cdot 10^{12}$	$2,57 \cdot 10^{12}$	$2,47 \cdot 10^{12}$	0,36	76
$3,0 \cdot 10^{12}$	$3,07 \cdot 10^{12}$	$2,32 \cdot 10^{12}$	$1,8 \cdot 10^{12}$	0,405	86
		$5,2 \cdot 10^{11}$	$0,9 \cdot 10^{12}$	0,39	
$4,0 \cdot 10^{12}$	$2,38 \cdot 10^{12}$	$1,48 \cdot 10^{12}$	$1,2 \cdot 10^{12}$	0,39	92
$6,67 \cdot 10^{12}$	$2,51 \cdot 10^{12}$	$2,44 \cdot 10^{12}$	$1,75 \cdot 10^{12}$	0,43	92
$1,33 \cdot 10^{13}$	$2,79 \cdot 10^{12}$	$2,79 \cdot 10^{12}$	$2,78 \cdot 10^{12}$	0,62	-

Известно, что по мере роста температуры или дозы облучения в образце проявляются все более глубокие уровни радиационных дефектов. Многие дефекты, как видно из табл. 3, уже идентифицированы. Точность определения не хуже, чем при DLTS-измерениях, при которых уже при малых дозах облучения проявляется весь спектр радиационных дефектов. Исследование n-Si, нейтронно-легированного до концентрации фосфора  $\sim 10^{14}$  см<sup>-3</sup> при повторном облучении быстрыми нейтронами реактора показало, что скорость введения дивакансий в проводящую матрицу кремния уменьшилась ещё в ~ 2 раза.

Таблица 3

**Скорость удаления носителей ( $\nu$ ) радиационными дефектами в проводящей матрице n-Si (NTD), облученного быстрыми нейтронами реактора**

$E_c - E_a$ , эВ	$\nu$ , см <sup>-1</sup>	Литературные данные
0,18	1,54	VO <sub>i</sub> (А-центр); C <sub>i</sub> C <sub>s</sub>
0,19	1,47	–
0,315	0,75	–
0,261	0,23	V <sub>2</sub> <sup>=</sup>
0,204	1,42	–
0,36	1,23	V <sub>2</sub> O
0,39	0,3	E170 (V <sub>4</sub> )
0,405	0,6	–
0,43	0,26	V <sub>2</sub> <sup>-</sup>
0,47	$5,1 \cdot 10^{-3}$	PV (Е-центр)
0,62	0,15	–

## 5. ОБСУЖДЕНИЕ

Итак, исследования показали, что повышенной радиационной стойкостью обладает нейтронно-легированный n-Si, выращенный в атмосфере аргона. Основной особенностью повышенной радиационной стойкости является то, что в этом материале быстрые нейтроны реактора создают кластеры дефектов с меньшим размером скопления дефектов и почти в ~ 2 раза меньшей скоростью введения дивакансий в проводящую матрицу образцов по сравнению с кремнием, выращенным в атмосфере аргона. Известно, что при выращивании кремния в атмосфере аргона существует возможность его вхождения в решётку кремния, а восстановительный отжиг нейтронно-легированного n-Si приводит к образованию дислокационных петель. Тогда присутствие атомов аргона и дислокационных петель в решётке кремния создаёт деформационные поля, которые, по-видимому, способствуют рекомбинации дивакансий и межузельных атомов кремния.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По нашему мнению, одним из путей повышения радиационной стойкости кремния является создание центров рекомбинации вакансий и межузельных атомов по типу дислокационных петель.

## ЛИТЕРАТУРА

- 1.RD48 Status Report (R&D On Silicon for future Experiments), Cern / LHCC-39. June 1997.
- 2.B.G. Svensson, J.L. Lindström. Generation of divacancies in silicon by Mev electrons:Dose rate depend-

- ence and influence of Sn and P // *J. Appl. Phys.* 1992, v. 72, № 12, p. 5616–5621.
- 3.И.И. Колковский, Л.Ф. Лугаков, В.В. Шуша. Рекомбинационные свойства радиационных дефектов в Si (NTD) // *ФТП*. 1986, т. 20, в. 5, с. 964–967.
- 4.Б.А. Акимов, Н.Б. Брандт, Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов // *Труды Международной конференции по физике электронных материалов*. Калуга, Россия, 2002, с. 14.
- 5.М.С. Pherson, Т. Sloan, В.К. Jones. Suppression of irradiation effects in gold-doped silicon detectors // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1997, v. 30, p. 3028–3035.
- 6.Р.Ф. Lugakov, Л.А. Kazakevich. Recombination of charge carriers in irradiated silicon containing as-grown microdefects // *IRS-2001. Proceeding of the Fourth International Conference "Interaction of Radiation with Solids"*. Minsk, Belarus, 2001, p. 176–177.
- 7.В. Dezellie, S. Bates, M. Glaser, F. Lemeilleur, C. Leroy. Radiation hardness of silicon detectors manufactured on wafers from various sources // *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Research A*. 1997, v. 388, p. 314–317.
- 8.Х.В. Xie, H.S. Cho, C.Y. Chien, G.W. Liang, W. Huang, W. Huang, Z. Li. New Designs of Silicon Pixel Detectors Fabricated from Normal and Oxygen-Enriched Silicon Sub-states // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 2000, v. 47, № 6, p. 1807–1811.
- 9.В. Dezellie, Z. Li, V. Eremin, W. Chen, L.J. Zhao. The Effect of Oxygen Impurities on Radiation Hardness of FZ Silicon Detectors for HEP after Neutron, Proton and Gamma Irradiation // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 2000, v. 47, № 6, p. 1892–1897.
- 10.Е. Borchì, M. Bruzzi, Z. Li, S. Pirollo. Shallow Level Analysis in Irradiated Silicon // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 2000, v. 47, № 4, p. 1474–1477.
- 11.В. Dezellie, Z. Li, V. Eremin, M. Bruzzi, S. Pirollo, S.U. Pandey, C.J. Li. Improved neutron radiation hardness for Si detectors: application on low resistivity starting material and /or manipulation of  $N_{\text{eff}}$  by selective filling of radiation-induced traps at low temperatures // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 1999, v. 46, № 3, p. 221–227.
12. G. Lindstrom, M. Moll, E. Fretwurst. Radiation hardness of Silicon detectors—a challenge from high-energy physics // *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Research A*. 1999, v. 426, p. 1–15.
13. L.F. Makarenko, V.Yu. Yavid, Ya.I. Latushko, N.I. Zamyatin. Identification of radiation defect models to predict radiation hardness of silicon detectors for ionizing radiation // *IRS-2001. Proceeding of the Fourth International Conference "Interaction of Radiation with Solids"*. Minsk, Belarus, 2001, p. 178–180.
14. А.Р. Dolgolenko, I.I. Fishchuk. A-Centres Build-up Kinetics in the Conductive Matrix of Pulled n-Type Silicon with Calculation of Their Recharges at Defect Clusters // *Phys. Stat. Sol. (a)*. 1981, v. 67, p. 407–411.
15. А.Р. 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.
16. J. Stahl, E. Fretwurst, G. Lindstrom, I. Pintilie. Deep defect levels in standard and oxygen enriched silicon detectors before and after  $^{60}\text{Co}$ - $\gamma$ -irradiation // *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Research A*. 2003, v. 512, p. 111–116.
17. А.Р. Dolgolenko, P.G. Litovchenko, A.P. Litovchenko. Influence of 24 GeV proton irradiation on electrophysical properties of high-ohm n-type silicon // *Materials of the Annual Scientific Conference of the Institute for Nuclear Research*. Kiev, 1998, p. 184–186.
18. П. Ермолов, Д. Карманов, А. Лефлат, В. Мананков, М. Меркин, Е. Шабалина. Нейтронно-наведенные эффекты в зонном кремнии, обусловленные дивакансионными кластерами с тетравакансионным ядром // *ФТП*. 2002, т. 36, в. 10, с. 1194–1201.

## ВПЛИВ МЕТОДІВ ВИРОЩУВАННЯ ТА ЛЕГУВАННЯ НА РАДІАЦІЙНУ СТІЙКІСТЬ n-Si, ОПРОМІНЕНОГО ШВИДКИМИ НЕЙТРОНАМИ РЕАКТОРА

*О.П. Долголенко, П.Г. Літовченко, М.Д. Варенцов, В.Ф. Ластовецький, Г.П. Гайдар, О.П. Літовченко*

Зразки n-Si, вирощені методами безтигельної зонної плавки у вакуумі (FZ), в атмосфері аргону (Ar) та нейтронно-леговані (NTD), досліджені до та після опромінення швидкими нейтронами реактора при кімнатній температурі. Ефективна концентрація носіїв у опроміненному кремнії розраховувалася в модельному наближенні Госсіка з урахуванням перезарядки дефектів як у провідній матриці n-Si, так і в областях просторового заряду кластерів. Підвищену радіаційну стійкість має n-Si (NTD). Швидкість введення дивакансій у провідну матрицю цього кремнію в ~5 разів нижче, ніж у n-Si (FZ) та в ~2 рази нижче, ніж у n-Si (Ar). Наявність атомів кисню, аргону та А-типу дефектів (дислокаційні петлі міжвузлового типу) загалом підвищує радіаційну стійкість n-Si.

## INFLUENCE OF GROWING AND DOPING METHODS ON RADIATION HARDNESS OF n-SI IRRADIATED BY FAST-PILE NEUTRONS

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

Samples of n-Si, which were grown by the method of a floating-zone in vacuum (FZ), in argon atmosphere (Ar) and by transmutation doping (NTD), were investigated before and after irradiation at room temperature by various fluences of fast-pile neu-

trons. In irradiated silicon the effective concentration of carriers was calculated in the framework of Gossick's model taking into account the recharging of defects both in the conducting matrix of n-Si and in the space-charge regions of defect clusters. It is shown that n-Si (NTD) has increased radiation hardness. In the conducting matrix of n-Si (NTD) the introduction rate of divacancies is five times less than in n-Si (FZ) and ~2 times less than in n-Si (Ar). In general, the presence of oxygen, argon atoms and A-type defects (the dislocation loops of interstitial type) increases the radiation hardness of n-Si.