

Влияние облучения электронами и протонами на характеристики поверхностно-барьерных структур SiC-детекторов ядерных излучений

© А.М. Иванов[†], Н.Б. Строкан, В.В. Козловский*, А.А. Лебедев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

* Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 13 августа 2007 г. Принята к печати 21 августа 2007 г.)

Структуры с барьером Шоттки на основе CVD-пленок 4H-SiC облучались 8 МэВ протонами и 900 кэВ электронами. Максимальные дозы составили 10^{14} см^{-2} и $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ соответственно. В случае электронов первично вводимые радиационные дефекты являлись близко расположенными парами Френкеля. Сопоставлялись изменения электрофизических характеристик структур. Использовались емкостные методики и техника ядерной спектрометрии. С ее помощью определялась эффективность переноса заряда при импульсной ионизации α -частицами.

Облучение протонами приводит с ростом дозы к монотонному падению эффективности переноса. Для электронов эффективность в интервале доз $(1 - 3) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ не изменилась. Однако доза $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ привела к существенному возрастанию неоднородности условий переноса заряда по объему образца.

PACS: 61.82.Fk, 61.80.-x

1. Введение

В последнее время активно проводится изучение радиационной стойкости карбида кремния. Проблема в значительной степени стимулирована задачами ЦЕРНа по вводу коллайдера LHC и его дальнейшей модернизации SLHC. Ожидаемые в зоне расположения детекторов флюенсы релятивистского излучения составляют $10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-2}$.

В литературе имеется ряд работ, в которых приводится шкала радиационных повреждений, полученная расчетным путем для кремния (см., например, [1–3]). Расчеты охватывают широкий класс частиц и диапазон энергий (включая релятивистские). В итоге для кремния появляется возможность сопоставить нарушения, производимые частицами разного сорта и энергии. Для карбида кремния имеются лишь первые подобные данные [4]. Отметим, что расчеты осложняются возникшей в последнее время неоднозначностью в выборе величины пороговой энергии смещения атомов Si и C в решетке SiC.

2. Постановка задачи и техника эксперимента

Процесс радиационного дефектообразования имеет две стадии. На первой стадии (генерация первичных радиационных дефектов РД) атом полупроводника получает от налетающей частицы энергию, достаточную для смещения его из узла в межузельное положение. При этом образуются так называемые первично выбитые

атомы (ПВА). Если энергия ПВА достаточна для дальнейшего смещения регулярных атомов полупроводника, то возникает каскад смещений. Очевидно, что тяжелые частицы большой энергии будут производить повреждения именно в ходе сложных каскадов соударений. Для легких частиц и малых энергий раздача последней происходит малыми порциями в ходе всего нескольких столкновений.

Вторая стадия — формирование вторичных РД. На этой стадии происходит взаимодействие первичных РД между собой, с дефектами и примесями, существующими в полупроводнике. В результате формируются стабильные в данных условиях РД, которые в дальнейшем и определяют изменения свойств материалов и приборов.

Случай легких частиц малых энергий наиболее полно реализуется для электронов с энергией ≤ 1 МэВ. При таких энергиях в столкновениях с атомами решетки последним передается энергия, близкая к значению пороговой энергии смещения E_d . Таким образом, энергия бомбардирующего электрона достаточна для образования только одиночных пар вакансии — межузельный атом (так называемая пара Френкеля — ПФ). В радиационной физике твердого тела такой вид облучения принято называть модельным.

На основе высказанных общих положений следует ожидать, что вводимые тяжелыми и легкими ионами радиационные дефекты будут различаться. В этой связи представляет интерес экспериментально сравнить влияние на свойства материала дефектов при модельном облучении с воздействием ускоренных до ~ 10 МэВ протонов. В последнем случае большая часть дефектов создается первоначально выбитыми атомами Si и C на стадии их торможения [5].

[†] E-mail: Alexandr.Ivanov@mail.ioffe.ru

3. Условия эксперимента

В работе используются диодные структуры детекторов ядерных излучений. Сопоставляются изменения условий транспорта неравновесных носителей при облучении электронами и протонами с энергиями 900 кэВ и 8 МэВ при максимальных дозах $3 \cdot 10^{16}$ и $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ соответственно. В случае кремния доза протонов $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ с энергией 8 МэВ эквивалентна упоминавшейся во введении дозе $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ релятивистских протонов [2,3]. Можно полагать, что облучение протонами в данной работе соответствует нижней границе ожидаемых нагрузок в коллайдере.

Исследуемые образцы детекторов были изготовлены на основе 4H-SiC эпитаксиальных слоев, которые выращивались методом газофазного осаждения (CVD) в институте IKZ (Берлин). Пленки имели разностную концентрацию нескомпенсированных доноров $(N_D - N_A) \leq 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и толщину 50 мкм. На основе указанных пленок фирмой Alenia (Турин) были сформированы диодные структуры типа металл-полупроводник. Полученные образцы были предоставлены ФТИ им. А.Ф. Иоффе в рамках программы совместных исследований коллаборации RD50 (CERN).

Для определения изменений электрофизических характеристик облучаемых образцов использовались две группы методик. Ход проводимости от дозы контролировался вольтамперными измерениями на частоте 1 кГц. Дополнительно по спектрам DLTS определялись концентрация и энергетическое положение уровней вводимых дефектов.

Условия транспорта носителей прослеживались техникой ядерной спектроскопии при тестировании α -частицами с энергией $E_\alpha = 3.2\text{--}5.4 \text{ МэВ}$. Определялись эффективность сбора заряда (CSE) и ширина спектра амплитуд сигнала на уровне 0.5 от максимума (FWHM). Эта группа измерений позволяла оценить длину диффузионного смещения дырок, определить для электронов значение длины дрейфового смещения в поле с напряженностью $E = 1 \text{ В/см}$ (произведение времени жизни (τ) и подвижности (μ)). Кроме того, определялся коэффициент, характеризующий неоднородность условий переноса носителей по объему образца.

4. Результаты измерений

4.1. Облучение протонами

1. В случае протонов используемые дозы находились в диапазоне $(5\text{--}10) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ в соответствии с нижним порогом доз, ожидаемых в экспериментах ЦЕРНа.

С другой стороны, указанный диапазон дополняет интервал $(1\text{--}3) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, исследованный в [6]. Однако уже первая доза $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, уступающая в 2 раза нижнему значению флюенса [7], привела к наблюдавшимся в цитируемой работе последствиям „больших“

Таблица 1. Время жизни носителей заряда в образцах, подвергнутых протонному облучению с энергией 8 МэВ

Доза, см^{-2}	τ_e , нс	τ_h , нс
$5 \cdot 10^{13}$	0.183	0.428
$7.5 \cdot 10^{13}$	0.104	—
$1 \cdot 10^{14}$	0.093	0.238

доз. Именно емкость структуры не изменялась с приложенным обратным смещением, следовательно, поле распространялось на всю глубину детектора d . Ход величины сигнала от смещения $\text{CSE} = f(U)$ описывался зависимостью

$$\begin{aligned} \text{CSE} = q &= \frac{\mu U \tau}{d^2} \left[1 - \exp\left(-\frac{d^2}{\mu U \tau}\right) \right] \\ &= \frac{a}{d} \left[1 - \exp\left(-\frac{d}{a}\right) \right]. \end{aligned} \quad (1)$$

Согласно определению эффективности, $\text{CSE} = q$ — перенесенный в детекторе заряд, нормированный на полный заряд, внесенный α -частицей. Величина $a = (\mu E \tau)_e$ — длина дрейфового смещения электронов в поле с напряженностью $E = U/d$. Известное в литературе как формула Хехта [8] выражение (1) предусматривает постоянство поля по координате $E(x) = \text{const}$ и рассматривает перенос одного сорта носителей. В случае обратного смещения это электроны, так как при значениях пробега α -частиц $R = 10\text{--}20 \text{ мкм}$ центры тяжести распределения носителей в треке приходятся на ~ 7 и 14 мкм . Это заметно меньше междуэлектродного промежутка детектора $d = 50 \text{ мкм}$, поэтому через его основную часть дрейфуют именно электроны. Аппроксимация полученной зависимости $\text{CSE}(U)$ выражением (1) позволяет путем подбора параметра (fitting) определить величину произведения $(\mu \tau)_e$.

Кроме того, аналогично случаю [7] прямая ветвь вольт-амперной характеристики имела линейный вид. Сопротивление материала в результате облучения возрастало до такой степени, что прикладываемое напряжение падало на базе диодной структуры. Последнее позволяло включать структуру детектора в нестандартном прямом направлении. В этот режим основной перенос заряда, созданного α -частицей, осуществляют дырки.

На рис. 1 представлены серия кривых $\text{CSE}(U)$, снятых в режимах обратного и прямого смещений, для доз $(5\text{--}10) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Тестирование проводилось α -частицами с энергией 5.4 МэВ. Видно, что эффективность переноса выше для случая электронов. Это обусловлено большими значениями произведения подвижности и времени жизни $(\mu \tau)$. Однако с учетом существенно больших μ_e значения времени жизни электронов оказываются меньшими (см. табл. 1, полученную для значений $\mu_e = 800$ и $\mu_h = 100 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$). Из данных таблицы следует, что облучение вызвало резкое

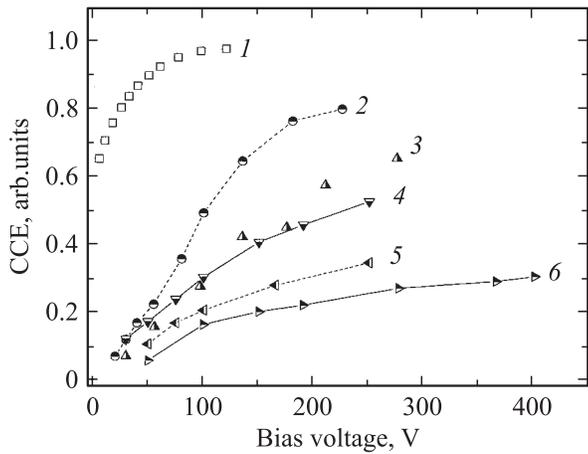


Рис. 1. Эффективность сбора заряда в зависимости от приложенного смещения в запиорном (кривые 1–4) и пропускном (кривые 5, 6) направлении при различных дозах облучения протонами с энергией 8 МэВ. Дозы облучения Φ , см^{-2} : 1 — 0; 2, 5 — $5 \cdot 10^{13}$; 3 — $7.5 \cdot 10^{13}$; 4, 6 — $1 \cdot 10^{14}$.

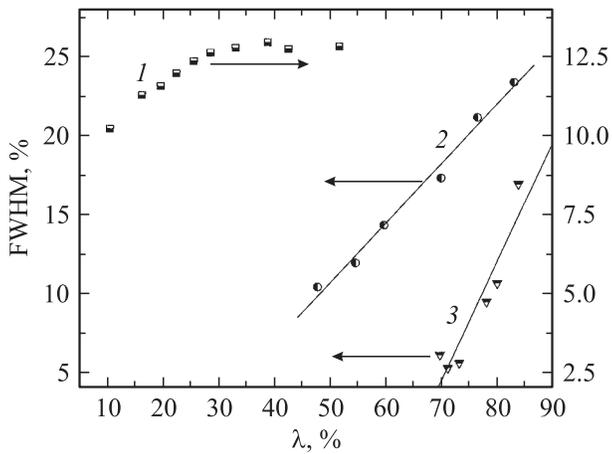


Рис. 2. Зависимость ширины спектра амплитуд сигнала от потерь заряда при запиорном (кривые 1, 2) и пропускном (кривая 3) смещениях. Дозы облучения протонами с энергией 8 МэВ Φ , см^{-2} : 1 — 0; 2, 3 — $1 \cdot 10^{14}$.

падение τ для носителей обоих знаков. Для сравнения укажем, что исходное время жизни дырок τ_h составляло ~ 130 нс.

2. Как отмечалось выше, в наблюдаемом спектре сигналов, кроме среднего значения амплитуды, определяющего величину CCE, показателна ширина спектральной линии FWHM. Разброс амплитуд сигналов возникает вследствие неизбежной для реальных материалов объемной неоднородности свойств. Трек отдельно взятой α -частицы зондирует условия переноса заряда в весьма незначительной части объема детектора. В нашем случае при дрейфе на 50 мкм этот объем составляет не более 10^{-9} см^3 . Возникающий в результате хаотичного по площади детектора падения α -частиц спектр амплитуд сигналов выявляет неоднородность потерь в образце в целом.

На рис. 2 приведены зависимости $\text{FWHM}(\lambda)$ для трех случаев. Спектры исходного образца (кривая 1) снимались при смещениях, когда трек поглощался областью поля неполностью. Потери заряда были обусловлены сравнительно медленной диффузией дырок. Кривые 2 и 3 сняты после облучения дозой 10^{14} см^{-2} , когда поле распространялось на всю глубину детектора за счет контактной разности потенциалов. Кривые относятся к режимам обратного и прямого смещений соответственно. Проявившиеся различия диффузионного и дрейфового переноса будут обсуждаться далее.

4.2. Облучение электронами

С целью проследить за начальной стадией изменения свойств диодной структуры детектора облучение электронами было начато при дозе $1 \cdot 10^{14}$ см^{-2} .

1. Плотность объемного заряда (ОЗ) в области электрического поля структуры определялась из вольтёмкостных измерений на частоте 1 кГц. Для обработки данных строились обратные значения измеренной емкости $1/C$ в функции от квадратного корня из суммы $U + V_c$. Для контактной разности потенциалов V_c принималось равным 1.5 В. Выбор подобного отображения данных вызван введением при облучении значительного количества глубоких центров. В таких условиях, согласно модели работы [9], область ОЗ разделяется на участки сильного W_{SF} и слабого W_{WF} поля.

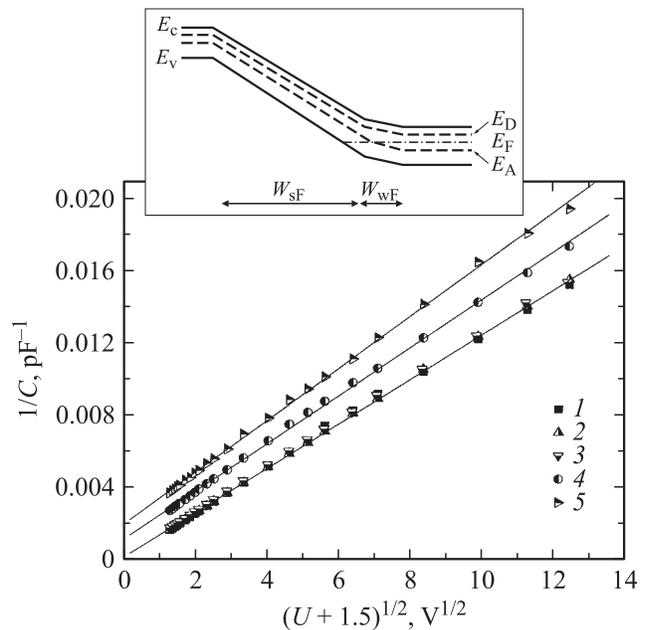


Рис. 3. Зависимость обратной величины емкости от приложенного напряжения для образцов, облученных электронами (900 кэВ). Дозы облучения Φ , см^{-2} : 1 — 0, 2 — $1 \cdot 10^{14}$, 3 — $5 \cdot 10^{14}$, 4 — $2.5 \cdot 10^{15}$, 5 — $5 \cdot 10^{15}$. Вставка — зонная диаграмма для n -материала в случае одного акцепторного уровня. При обратном смещении модель разделяет область ОЗ на области сильного W_{SF} и слабого поля W_{WF} .

Таблица 2. Параметры глубоких центров в образцах 4H-n-SiC до и после электронного облучения с энергией 900 кэВ дозой $2.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$

Глубокий центр	$E, \text{эВ}$	$N, \text{см}^{-3}$	$\sigma_n, \text{см}^2$
E_0 , до облучения	0.16	$7.0 \cdot 10^{12}$	$9.0 \cdot 10^{-16}$
E_1	0.24	$1.0 \cdot 10^{13}$	$9.0 \cdot 10^{-16}$
E_2	0.30	$4 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^{-16}$
E_3	0.38	$7.5 \cdot 10^{13}$	$1.7 \cdot 10^{-15}$
E_4	0.45	$3.0 \cdot 10^{13}$	$2.0 \cdot 10^{-15}$
E_5	0.52	$8.0 \cdot 10^{13}$	$5.0 \cdot 10^{-16}$
E_6 , до облучения	0.62	$2.3 \cdot 10^{13}$	$1.0 \cdot 10^{-15}$
E_6	0.62	$5.5 \cdot 10^{13}$	$3.0 \cdot 10^{-15}$
E_7	0.75	$4.0 \cdot 10^{13}$	$1.3 \cdot 10^{-14}$

Последний участок формируется за счет уровней, оказавшихся в поле контактной разности потенциалов ниже уровня Ферми. Случай мелкого донора и одного акцептора поясняется на вставке рис. 3. Соответственно уровни акцепторов заполнены электронами и нейтрализуют положительный заряд ионизованных мелких доноров, понижая ОЗ в противоположность участку W_{SF} . Протяженность участка W_{WF} не зависит от внешнего смещения, и согласно [10,11] для $1/C$ справедлива несколько упрощенная формула:

$$\frac{1}{C} \propto W = W_{SF} + W_{WF} = 1.06 \cdot 10^7 \sqrt{\epsilon} \left[\sqrt{\frac{U + V_c}{N_D}} + \sqrt{\frac{E_F - E_A}{e(N_D - N_A)}} \right].$$

Здесь ϵ — диэлектрическая проницаемость SiC, e — заряд электрона, концентрации исходных доноров N_D и вводимых облучением акцепторов N_A выражены в см^{-3} , положения уровня Ферми E_F и уровня акцепторов E_A даны в эВ. Размерность результирующей величины W (области ОЗ) получается в мкм.

В согласии со сказанным, получаемый по данным опыта ход $1/C$ имел линейный характер (рис. 3), и по его наклону определялась величина плотности ОЗ скомпенсированных исходных доноров на участке W_{SF} . Полученные значения в свою очередь строились в функции дозы и имели линейный ход по меньшей мере до доз $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. При дозе 10^{16} см^{-2} емкость перестает зависеть от смещения аналогично облучению протонами. Оценка необходимой концентрации ОЗ для обеднения $d = 50 \text{ мкм}$ при $V_c = 1.5 \text{ В}$ приводит к значению $6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Дополнительной методикой DLTS определялось положение уровней энергии вводимых центров. Спектры DLTS показали наличие 7 радиационных дефектов. Их концентрации и положение в запрещенной зоне приведены в табл. 2.

2. Условия переноса неравновесных носителей определялись аналогично рассмотренному выше случаю облучения протонами. Единственное отличие принципиального характера состояло в снижении энергии α -частиц до 3.20 МэВ (пробег $R \approx 10 \text{ мкм}$). Понижение позволило достигать участка насыщения кривых $CCE(U)$ для исходных и слабо облученных детекторов. Вид зависимостей для исходного образца и трех доз радиационного воздействия представлен на рис. 4. Отметим, что по оси абсцисс в отличие от рис. 1 отложены значения квадратного корня из величины обратного смещения.

Выбор масштаба обусловлен тем, что при малых смещениях длина трека превосходит протяженность области поля W и перенос носителей есть результат совместного участия диффузии и дрейфа. Оказавшиеся вне области поля дырки при обратном смещении вынуждены диффундировать к границе поля, испытывая потери на рекомбинацию и локализацию на центрах захвата. По мере развития области $W \propto (U + V_c)^{1/2}$ достигается соотношение $W > R$ и трек полностью поглощается. Сравнительно быстрый дрейф приводит к снижению потерь заряда (вплоть до полного собирания $CCE = 1.0$). При малых напряжениях приближенно ход CCE от смещения можно описать формулой

$$(CCE) \times E_a = \left(\frac{dE_a}{dx} \right) L_D + \left(\frac{dE_a}{dx} \right) W. \quad (3)$$

Здесь E_a — энергия частиц, (dE_a/dx) — величина удельных потерь энергии согласно кривой Брэгга, L_D — длина диффузионного смещения дырок. Для исходного материала (рис. 4, кривая 1) оценка по зависимости (3) дает значение $L_D = 7.2 \text{ мкм}$, что соответствует времени жизни $\tau_h \approx 170 \text{ нс}$.

Заметим, что в [12] был предложен более строгий вариант использования импульсной ионизации

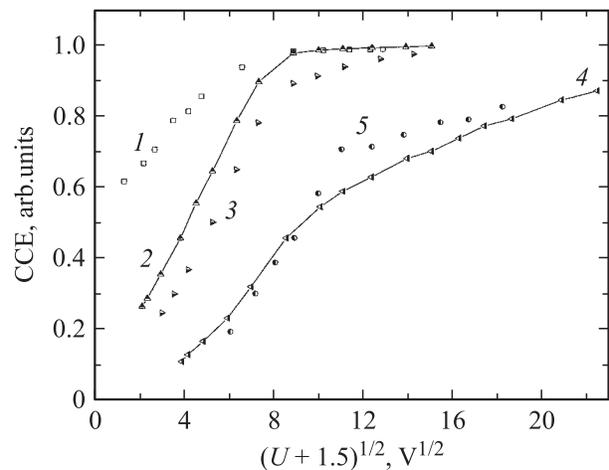


Рис. 4. Эффективность собирания заряда в зависимости от приложенного смещения в запирающем направлении при различных дозах облучения электронами с энергией 900 кэВ. Дозы облучения $\Phi, \text{см}^{-2}$: 1 — 0, 2 — $2.5 \cdot 10^{15}$, 3 — $5 \cdot 10^{15}$, 4 — $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$, 5 — $3 \cdot 10^{16}$.

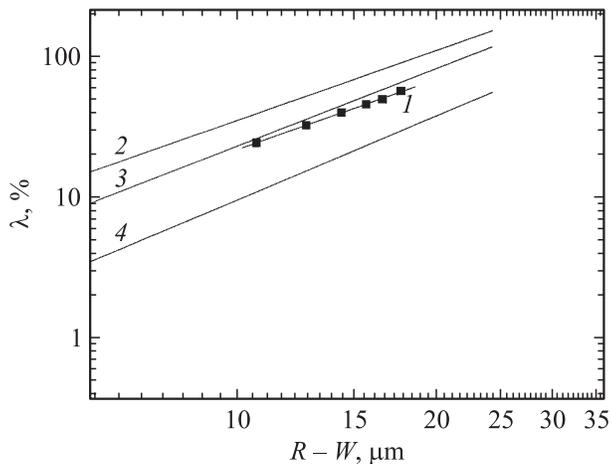


Рис. 5. Зависимость потерь заряда от длины трека, выходящей за протяженность области поля. Зависимости: 1 — экспериментальная; 2, 3, 4 — расчетные при диффузионной длине L_D , мкм: 2 — 5.0, 3 — 10.0, 4 — 30.0.

α -частицами, учитывающий конкретный вид кривой удельных потерь энергии по глубине детектора. Расчет в [12] связывает величину потерь заряда с размером части трека, выступающей из области поля в нейтральную базу структуры. Результаты измерений указанным методом представлены на рис. 5. Видно хорошее совпадение данных эксперимента и расчета при $L_D = 10.0$ мкм. Для времени жизни получаем $\tau_n \approx 330$ нс.

В ходе облучения до дозы $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ характер кривых ССЕ сохранялся (рис. 4, кривые 1–3). Во всех случаях можно выделить начальный линейный участок зависимости, переходящий в насыщение. Тем не менее получаемые оценочные значения L_D падают существенно и для дозы $2.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ составили ~ 1 мкм. Падение точности экстраполяции ССЕ к нулевому значению смещения на рис. 4 не позволило оценить величину L_D дырок при больших дозах.

Доза $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ существенно меняет вид кривых. Эта доза, согласно измерениям емкости, приводила к распространению электрического поля по всей глубине детектора уже при контактной разности потенциалов. Поэтому механизм переноса заряда становится исключительно дрейфовым и обработку данных следует проводить аналогично случаю протонов по формуле (1). Построение данных в требуемом масштабе позволило получить значение $(\mu\tau)_e = 17.6 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2/\text{В}$. Эта величина близка к значению $14.7 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2/\text{В}$, полученному для дозы протонов $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$.

Показательно, что трехкратное увеличение дозы до $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ не уменьшило величины этого параметра. Напротив, облучение несколько улучшило перенос электронов, на что указывает полученное значение $(\mu\tau)_e = 19.3 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2/\text{В}$.

Наблюдаемое изменение характера функции ССЕ(U) с возрастанием дозы (рис. 4) свидетельствует о суще-

ственном снижении объемного заряда исходных доноров в области поля детектора. Однако падения проводимости материала недостаточно, чтобы сопротивление базы диода полностью определяло вид прямой ветви вольт-амперной характеристики. Соответственно сигналы от α -частиц при включении структуры в пропускном направлении отсутствуют. Это обстоятельство не позволяет проследить за изменением переноса дырок.

Непосредственно обратная ветвь вольт-амперной характеристики в плане величины напряжения, приемлемого по уровню шума, заметным образом улучшалась. Так, для одного из образцов допустимое напряжение в диапазоне доз $(2.5-10) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ удвоилось (возросло от 225 до 440 В). Наблюдаемое улучшение следует отнести на счет красных эффектов барьера Шоттки.

5. Обсуждение результатов

Общая картина изменения свойств материала при воздействии ядерного излучения хорошо известна. Безотносительно к виду радиации в запрещенной зоне возникают уровни, соответствующие вводимым РД [13]. Радиационное легирование приводит, как правило, к компенсации проводимости и к усилению захвата носителей. Последнее проявляется в падении времени жизни. Отмеченные общие эффекты и наблюдались в наших условиях.

Относительно механизма падения проводимости в литературе имеются две точки зрения. Так, наблюдаемое в 4H-SiC уменьшение концентрации носителей заряда связывалось с деактивацией донорной примеси азота [14]. Именно образующиеся при облучении элементарные дефекты взаимодействуют с легирующей примесью азота с образованием нейтральных комплексов. В качестве возможного кандидата на роль такого элементарного дефекта рассматривалась кремниевая вакансия V_{Si} .

В работе [15] уменьшение концентрации носителей связывалось с возникновением центров, играющих роль глубоких акцепторов. Мелкие донорные уровни сохраняются, но электроны переходят на акцепторные состояния. Мы придерживаемся этой точки зрения, поскольку, согласно [16], при нагреве образцов концентрация свободных носителей восстанавливается. Это указывает на термическую ионизацию глубоких акцепторных уровней.

1. Если взять наиболее близкие измеренные значения времени жизни электронов ($\tau_e = 0.18$ и 0.23 нс), то они будут соответствовать дозам $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ протонов и $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ электронов. По оценке [5], указанная доза протонов приведет к появлению $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ первичных дефектов или ПФ. Близкое значение концентрации ($2.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) получаем и для 900 кэВ электронов, суммарное сечение взаимодействия которых с атомами SiC составляет 55 барн. Однако компенсация исходной проводимости в случае протонов оказалась более глубокой. Детекторы стали работоспособны в режиме прямого смещения. Как видим, эквивалентные по концен-

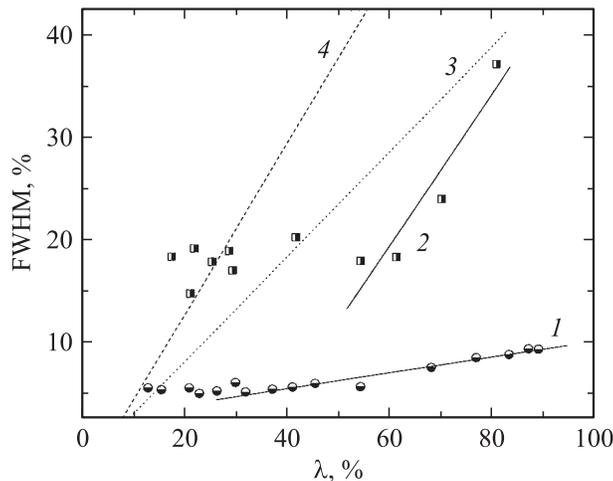


Рис. 6. Зависимость ширины спектра амплитуд сигнала от потерь при заперном смещении (перенос электронов). Дозы облучения электронами (900 кэВ): Φ , см^{-2} 1 — $1 \cdot 10^{16}$; 2 — $3 \cdot 10^{16}$; 3, 4 — расчет при величинах $\Delta a/a_0$: 3 — 0.5, 4 — 1.0.

трации дефектов и снижению τ_c дозы оказывают разное влияние на проводимость. Отмеченное обстоятельство указывает на различие дефектов, вводимых протонами и электронами при использованных нами энергиях.

2. Что касается самой величины τ_c , то, относя значение 0.2 нс на счет одиночных центров, имеем стандартное соотношение $\tau = (V_{th}\sigma M)^{-1}$, где $V_{th} \approx 10^7$ см/с — тепловая скорость носителей. Отсюда для произведения сечения захвата и концентрации центров получаем $\sigma M = 500 \text{ см}^{-1}$. При оцененной выше $M = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ для сечения имеем $\sigma = 2.5 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$. Такую величину вполне правомочно отнести к одиночным центрам захвата. Таким образом, глубокая компенсация проводимости не сопровождалась появлением рельефа потенциала и связанных с ним „крупномасштабных ловушек“ [17]. Здесь несомненно положительную роль играет характерное для SiC отсутствие конверсии типа проводимости.

3. Затронутая выше однородность объемных свойств SiC-детекторов проявляется в ширине спектральной линии (рис. 2 и 6). Кривая 1 на рис. 2 относится к диффузионному переносу дырок в исходном материале. Величина потерь варьировалась за счет изменения части трека, выступающей за область поля в базу. На линейном участке, характеризующем неоднородность [18], градиент составляет $K_{dif} = 0.135$. Насыщение $\text{FWHM}(\lambda)$ в области потерь $\lambda = 1 - q > 25\%$ следует связать с более глубоким проникновением трека в базу. Соответственно растекающийся трек охватывает больший объем, что равносильно более полному усреднению условий для различных треков.

Облучение протонами привело к распространению области поля на всю глубину детектора и перенос заряда стал дрейфовым (кривые 2 и 3 на рис. 2). Это также относится и к зависимостям рис. 6. Для анализа

дрейфового переноса была использована простая модель формирования амплитудного спектра, предложенная в работе [19]. Напомним, что, согласно модели, амплитуда описывается формулой (1), а разброс ее величины связывается с наличием в объеме детектора набора значений пробега $a = \mu E \tau$. Распределение пробегов принимается гауссовым. Итоговая формула для построения спектра имеет вид

$$\frac{dN}{dq} = \frac{a}{a_0} \frac{\exp\left[\frac{-\left(\frac{a}{a_0} - 1\right)^2}{0.362\left(\frac{\Delta a}{a_0}\right)^2}\right]}{q - \exp\left(-\frac{d}{a}\right)}. \quad (4)$$

Величина $\Delta a/a_0$ представляет аналогично FWHM спектра амплитуд сигнала детектора нормированную на среднее значение ширину спектра пробегов.

В работе [19] рассматривалась зависимость FWHM ($\Delta a/a_0$) и был установлен ее линейный характер. В данной работе для сопоставления с экспериментом важно найти вид $\text{FWHM}(\lambda)$. С этой целью согласно формуле (4) были построены спектры сигналов для различных значений потерь заряда при двух величинах неоднородности $\Delta a/a_0$. Спектры имели симметричную форму, близкую к распределению Гаусса. Полученные из спектров зависимости $\text{FWHM}(\lambda)$ приведены на рис. 6 штриховыми линиями. С хорошей точностью они аппроксимируются линейной зависимостью $\text{FWHM} = K_{dr}\lambda$, а ее наклон связан со степенью неоднородности пробега носителей заряда. Другой особенностью спектров является появление асимметрии для области малых потерь при возрастании неоднородности.

В эксперименте наиболее близкими к расчетным оказались данные для облучения электронами при дозе $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ (рис. 6). Остальные случаи дрейфового переноса (рис. 2 и 6) имеют характерный линейный участок, но последний начинается с некоторой величины потерь λ .

В отношении электронного облучения отмечалось, что увеличение дозы до $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ не изменило вида ССЕ в функции смещения (рис. 4), т.е. не повлияло на положение среднего значения спектра сигналов. Однако в спектрах в целом наблюдаются три серьезных различия: а) ширина спектра (рис. 6) возрастает в несколько раз; б) линейный участок $\text{FWHM}(\lambda)$ начинается с $\lambda \approx 50\%$ (причем коэффициент K увеличился на порядок величины); в) при переходе в область малых потерь спектр теряет гауссову симметричную форму, приобретая „хвост“ в сторону меньших амплитуд. Последнее находится в качественном согласии с данными расчета.

В итоге наблюдаемые на опыте особенности спектров могут быть отнесены к существенному возрастанию неоднородности при дозе электронов $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Для объяснения выполаживания начального участка экспериментальных зависимостей $\text{FWHM}(\lambda)$ на рис. 6 требуется усложнение модели.

Что касается случая протонов, то, согласно рис. 2, облучение ухудшило коэффициент K до 0.38 и 0.76 для переноса электронов и дырок соответственно. Одновременно непосредственно ширина линии (при одинаковых значениях Λ) в случае дырок оказывается меньше. При сравнении кривых 2 и 3 следует учитывать, что электроны и дырки захватываются разными по своей природе центрами. Немаловажно также, что дрейф дырок происходит на фоне протекающего „темнового“ тока (смещение детектора в прямом направлении). Поступление носителей из контактов в рабочий объем детектора приводит к заполнению центров и тем самым к ослаблению захвата дырок, генерированных α -частицей.

Как и при облучении электронами дозой $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$, экстраполяция к $\lambda = 0$ линейного участка кривых 2 и 3 на рис. 2 приводит к отрицательным величинам для FWHM. Поэтому в области малых λ неизбежно выполаживание значений FWHM аналогично зависимости 2 рис. 6.

6. Заключение

В данной работе сопоставлены изменения ряда параметров SiC-детекторов при облучении электронами и протонами. Общая картина изменений не может носить универсальный характер для различных модификаций материала и всех характеристик детекторов. Последнее обстоятельство и проявилось в полученных результатах.

1. Рассматривая вопрос радиационной стойкости поверхностно-барьерных 4H-SiC-детекторов, можно заключить, что по радиационному воздействию доза протонов с энергией 8 МэВ, равная $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, близка к электронному облучению дозой $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ (энергия 900 кэВ). Детекторы показали близкие значения величин $\text{CSE} \approx 0.8$, длин дрейфового смещения в поле 1 В/см $(\mu\tau)_e \leq 20.0 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2/\text{В}$ и времени жизни электронов. Оценочные расчеты показывают близкие концентрации образования первичных дефектов.

2. Указанные дозы, однако, по-разному воздействовали на проводимость. После протонного облучения наступившая глубокая компенсация позволила реализовать для поверхностно-барьерных детекторов режим прямого смещения. На электронах таких условий не возникло и при дозе $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Это свидетельствует о различии дефектов, вводимых электронами и протонами используемых энергий.

3. Двукратное увеличение дозы протонного воздействия (до 10^{14} см^{-2}) сопровождается значительным снижением CSE до ≈ 0.5 , а после облучения электронами дозой $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ CSE практически не изменяется. Однако при этом происходит существенное возрастание неоднородности условий транспорта носителей. Эти результаты свидетельствуют о том, что механизм вторичного дефектообразования при данном электронном воздействии претерпевает изменение.

4. В развитие предложенной ранее модели формирования амплитудного спектра установлено, что линейная зависимость ширины спектра от потерь заряда характерна не только для диффузионного, но и дрейфового переноса носителей.

Работа выполнена при поддержке грантов президента РФ „Ведущие научные школы“ НШ-5920.2006.2 и Швейцарского национального научного фонда (грант SNSF IB7420-111116), а также со стороны исследований по программам коллаборации RD-50 (CERN).

Список литературы

- [1] G. Lindstrom, M. Moll, E. Fretwurst. Nucl. Instrum. Meth. A, **426**, 1 (1999).
- [2] D. Bechevet, M. Glaser, A. Houdayer, C. Lebel, C. Leroy, M. Moll, P. Roy. Nucl. Instrum. Meth. A, **479** (2–3), 487 (2002).
- [3] M. Huhtinen. Nucl. Instrum. Meth. A, **491** (1–2), 194 (2002).
- [4] K.K. Lee, T. Ohshima, A. Saint, T. Kamiya, D.N. Jamieson, H. Itoh. Nucl. Instrum. Meth. B, **210**, 489 (2003).
- [5] Н.Б. Строкан, А.М. Иванов, Н.С. Савкина, А.А. Лебедев, В.В. Козловский, М. Syväjärvi, R. Yakimova. ФТП, **38**, 841 (2004).
- [6] А.М. Иванов, Н.Б. Строкан, А.А. Лебедев, В.В. Козловский. Mater. Sci. Forum, **556–557**, 961 (2007).
- [7] Н.Б. Строкан, А.М. Иванов, А.А. Лебедев. Nucl. Instrum. Meth. A, **569** (3), 758 (2006).
- [8] K. Hecht. Z. Phys. **77**, 235 (1932).
- [9] C.T. Sah, W.G.K. Reddi. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-11**, 345 (1964).
- [10] А. Милнс. *Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках* (М., Мир, 1977).
- [11] L.S. Berman. *Purity control of semiconductors by the method of capacitance transient spectroscopy*, „Electronic Integral Systems“ (St. Petersburg, Russia, 1995).
- [12] Н.Б. Строкан, А.М. Иванов, А.А. Лебедев, М. Syväjärvi, R. Yakimova. ФТП, **39** (12), 1443 (2005).
- [13] A. Castaldini, A. Cavallini, L. Rigutti, F. Nava, S. Ferrero, F. Giorgis. J. Appl. Phys., **98**, 053 706 (2005).
- [14] D. Aberg, A. Hallen, P. Pellegrino, B.G. Swensson. Appl. Phys. Lett., **78**, 2908 (2001).
- [15] А.А. Лебедев, А.И. Веингер, В.В. Козловский, Д.В. Давыдов, Н.С. Савкина, А.М. Стрелчук. J. Appl. Phys., **88** (11), 6265 (2000).
- [16] А.М. Иванов, Н.Б. Строкан, Е.В. Богданова, А.А. Лебедев. ФТП, **41** (1), 117 (2007).
- [17] В.К. Еремин, Н.Б. Строкан, О.П. Чикалова–Лузина. ФТП, **19**, 70 (1985).
- [18] Н.Б. Строкан. Письма ЖТФ, **24** (5), 44 (1998).
- [19] А.М. Иванов, А.А. Лебедев, Н.Б. Строкан. ФТП, **40** (10), 1259 (2006).

Редактор Л.В. Беляков

Influence of irradiation by electrons and protons on characteristics of surface barrier structure SiC-detectors of nuclear radiation

A.M. Ivanov, N.B. Strokan, V.V. Kozlovsk*,
A.A. Lebedev

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

* St. Petersburg State Polytechnical University,
195251 St. Petersburg, Russia

Abstract Structures with Schottky barriers on the basis of CVD-films 4H-SiC with 8 MeV protons and 900 keV electrons were irradiated. Accordingly the maximal fluences of 10^{14} cm^{-2} and $3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ were used. In case of electrons primarily radiating defects were Frenkel's close located pairs. Changes of electrophysical characteristics of structures were compared. Capacitance methods and also techniques of nuclear spectrometry were used. With its help charge collection efficiency was defined at pulse ionization by α -particles.

The proton irradiation leads with growth of a fluence to monotonous decrease of the charge collection efficiency. For electrons efficiency in an interval of fluences $(1-3) \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ has not changed. However the fluence of $3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ has led to essential increase of heterogeneity of charge transport conditions through the sample volume.