

# Перенос носителей заряда в структуре SiC-детектора после экстремальных доз радиации

© А.М. Иванов<sup>¶</sup>, А.А. Лебедев, Н.Б. Строкан

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

(Получена 12 декабря 2005 г. Принята к печати 30 декабря 2005 г.)

Исследовалась эффективность переноса заряда в SiC-детекторах после облучения протонами с энергией 8 МэВ при дозе  $10^{14} \text{ см}^{-2}$ . По числу первично созданных дефектов режим облучения эквивалентен ожидаемым нарушениям решетки SiC-детекторов при использовании в экспериментах на модернизированном коллайдере ЦЕРНа (SLHC).

Использовалась техника ядерной спектрометрии с тестированием детекторов  $\alpha$ -частицами с энергией 5.4 МэВ. С учетом произошедшей в ходе облучения глубокой компенсации проводимости SiC предлагается включать структуру в нетрадиционном пропускном направлении. В этом режиме ход напряженности электрического поля по координате детектора оказывается более однородным. Для обработки данных эксперимента предложена наглядная модель транспорта носителей.

PACS: 07.77.Ka; 87.66.Pm

## 1. Введение

В последние годы особое внимание уделяется радиационной стойкости полупроводниковых детекторов ядерных излучений в области доз релятивистских частиц  $\approx 10^{16} \text{ см}^{-2}$ . Такие значения на 2 порядка величины превышают апробированные ранее дозы, продиктованные сложившейся практикой применения детекторов. Интерес к работоспособности детекторов при воздействии доз  $10^{16} \text{ см}^{-2}$  связан с их возможным применением в принципиально значимых экспериментах физики высоких энергий. Имеются в виду программы, выполняемые в ЦЕРНе на базе „большого адронного коллайдера“ (LHC) и его модернизации — SLHC.

В работе описана методика определения параметров переноса носителей в структуре детектора, подвергнутого облучению с указанной выше дозой. Эксперимент поставлен с использованием современных SiC-детекторов, облученных протонами с энергией 8 МэВ дозой  $10^{14} \text{ см}^{-2}$ . Последняя по числу первично выбитых в решетке SiC атомов эквивалентна дозе  $10^{16} \text{ см}^{-2}$  релятивистских протонов. При таких дозах концентрация радиационных центров сравнима с исходным содержанием примесей. В результате облучения наблюдалось резкое возрастание сопротивления материала, и дальнейшее рассмотрение ориентировано на случай глубокой компенсации проводимости.

## 2. Постановка задачи

Традиционно работоспособность детектора определяется значением эффективности сбора заряда (CCE — charge collection efficiency в англоязычной литературе). При ее определении детектор со структурой

диода включается в запирающем направлении (в рабочем режиме), и измеряется величина сигнала в функции напряжения смещения. В роли тестирующего излучения, как правило, используются  $\alpha$ -частицы естественного распада.

Глубокая компенсация проводимости, на первый взгляд, облегчает развитие области объемного заряда (ООЗ). Последняя служит „рабочей“ зоной детектора, в электрическом поле которой происходит дрейф носителей заряда. Однако следует учесть возможную трансформацию во времени поля в ООЗ в режиме запирающего смещения.

Сильное электрическое поле удаляет носители, оказавшиеся в разрешенной зоне, в том числе возникшие за счет термического выброса с уровней дефектов. Например, электрон с нейтрального в условиях компенсации донора выбрасывается в зону проводимости. Далее он уносится полем во внешнюю цепь, оставляя в ООЗ положительно заряженный донор. Одновременно при запирающем смещении контакты блокируют поступление носителей (в нашем примере, — электрона) из электрической цепи. В итоге в ООЗ происходит раскомпенсация, и концентрация заряженных центров может иметь бóльшие на несколько порядков значения, чем концентрация носителей, измеряемая по проводимости образца.

Сказанное означает, что в условиях больших доз электрическое поле в ООЗ, как правило, распределено неоднородно. Эффект отчетливо проявлялся в детекторах на основе компенсированного  $\gamma$ -облучением германия и описан авторами [1] в терминах существования в ООЗ областей „сильного“ и „слабого“ поля. Определению профиля распределения поля емкостными методами препятствует значительное последовательное сопротивление. Техника переходного тока (ТСТ) [2] также неэффективна из-за малой толщины пленок SiC ( $\sim 50 \text{ мкм}$ ).

<sup>¶</sup> E-mail: alexandr.ivanov@mail.ioffe.ru

Предлагается для исследования переноса носителей в случае глубокой компенсации проводимости включать структуру детектора в пропускном направлении. В отличие от запертого смещения здесь возможно поступление носителей из внешней цепи и структура в целом близка к случаю высокоомного сопротивления с равномерной напряженностью электрического поля.

### 3. Формирование сигнала детектора

Рассмотрение переноса носителей проведем с учетом их локализации на центрах захвата. Пусть в объеме детектора в произвольной точке  $y_0$  происходит поглощение ядерной частицы (кванта) и образуется трек неравновесных носителей заряда протяженностью  $R$  (см. рис. 1). Распределение генерации по треку описывается функцией  $G(y)$ . В указанной полярности смещения электроны будут дрейфовать влево. При этом до некоторого сечения  $x$  из слоя  $y$  продрейфует число носителей, уменьшенное в

$$\exp\left(-\int_x^y dx/a\right)$$

раз. Интегрируя по треку  $[y_0, y_0 + R]$ , получаем функцию  $n(x)$ , где  $a = (\mu E \tau)_e$  — длина дрейфового смещения электронов,  $\mu$  — подвижность,  $E$  — напряженность поля,  $\tau$  — время жизни носителя до захвата центром:

$$n(x) = \int_{y_0}^{y_0+R} G(y) \exp\left(-\int_x^y \frac{dx}{a}\right) dy. \quad (1)$$

Величина регистрируемого детектором заряда определяется тем, какую долю  $\Delta V$  от приложенной разности потенциалов  $V$  успел пройти носитель до захвата центром. Последнее приводит к интегралу

$$q_e = \frac{e}{V} \int_0^{y_0+R} n(x) E_0(x) dx. \quad (2)$$

Проведя подобные рассуждения для дырок, получаем суммарный заряд  $q = q_e + q_h$ .

Необходимо отметить, что в формуле (2) фигурирует поле  $E_0$ , отличное от поля  $E$  [см. формулу (1)]. Напряженность  $E(x)$  описывает распределение реального поля, определяемого существующим в детекторе объемным зарядом. Поле  $E(x)$  определяет дрейф носителей и длину смещения носителей  $a = (\mu E \tau)$ . Необходимость новой величины в формуле (2)  $E_0(x) \neq E(x)$  связана с особенностью индукции. Согласно [3], объемный заряд на индукцию не влияет. Поэтому  $E_0(x)$  соответствует конфигурации поля свободного от объемного заряда конденсатора с идентичной детектору геометрией.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Изложенный выше подход был предложен в работе [4]. Однако в формулах (1) и (2) авторы [4] использовали одинаковое значение напряженности поля  $E$ .

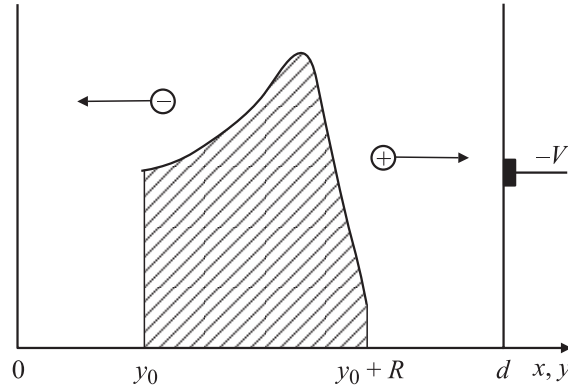


Рис. 1. Структура детектора при поглощении в точке  $y_0$  ядерной частицы с пробегом  $R$ .

Проведем упрощения, допустимые для нашего случая. Положим, что внесенный частицей заряд  $q_0$  распределен в треке равномерно с линейной плотностью  $G(y) = q_0/(eR) = \text{const}$ . Здесь  $e$  — заряд электрона. При включении в пропускном направлении объемный заряд отсутствует и напряженность  $E(x)$  также постоянна. Тогда

$$n(x) = \frac{q_0}{e} \frac{a}{R} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{R}{a}\right) \right] \exp\left(\frac{x - y_0}{a}\right), \quad (3)$$

что уже позволяет после подстановки в (2) получить весьма простое выражение для сигнала  $q_e$ . Однако, имея в виду тестирование детектора  $\alpha$ -частицами, для большей наглядности положим, что заряд  $q_0$  вносится в сечение детектора при  $y_0 = 2R/3$ . Это соответствует центру тяжести кривой Брега, описывающей распределение удельных потерь энергии  $\alpha$ -частицы на ионизацию. Устремляя в формуле (3) протяженность трека  $R \rightarrow 0$  (но не координату генерации  $y_0$ ), получаем для нормированного на  $q_0$  заряда<sup>2</sup>

$$\begin{aligned} \frac{q_e}{q_0} &= CCE = \exp\left(-\frac{2R}{3a}\right) \int_0^{2R/3} \exp\left(\frac{x}{a}\right) \frac{dx}{d} \\ &= \frac{a}{d} \left[ 1 - \exp\left(\frac{2R}{3a}\right) \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

Для переноса дырок подобным образом можно получить (здесь  $a = (\mu E \tau)_h$ )

$$q_h = \frac{a}{d} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{d}{a} + \frac{2R}{3a}\right) \right]. \quad (5)$$

В итоге полный заряд как функция смещения  $U$  описывается двумя параметрами  $P_1 = (\mu \tau)_e/d^2$  и

<sup>2</sup> Заметим, если заряд вносится при координате  $y_0 = d$ , то формула (4) сводится к известному выражению Хехта [5]  $q_e = (a/d) \times [1 - \exp(-d/a)]$ .

$$P_2 = (\mu\tau)_h/d^2:$$

$$\frac{q}{q_0} = \frac{q_e + q_h}{q_0} = P_1 U \left[ 1 - \exp\left(-\frac{2R}{3dP_1 U}\right) \right] + P_2 U \left[ 1 - \exp\left(-\frac{1 - \frac{2R}{3d}}{P_2 U}\right) \right]. \quad (6)$$

#### 4. Данные эксперимента

Техникой ядерной спектрометрии (см. например, [6]) снимались амплитудные спектры сигналов детектора при тестировании его  $\alpha$ -частицами. Энергия  $\alpha$ -частиц составляла 5.4 МэВ, а их пробег был равен  $\sim 20$  мкм. Форма спектра аппроксимировалась гауссианом, и определялись среднее значение и дисперсия распределения в функции напряжения смещения. В первую очередь смещение к детектору прикладывалось в пропускном направлении. Затем для сравнения результатов детектор включался в стандартном режиме (в запирающем направлении).

Использовались детекторы, предоставленные в рамках совместных исследований коллаборацией RD-50 (ЦЕРН). Детекторы были выполнены на полученных доктором Вагнером (IKZ, г. Берлин) пленках 4H-SiC  $n$ -типа проводимости. Пленки выращивались на  $n^+$ -подложках и имели концентрацию нескомпенсированных примесей на уровне  $10^{14} \text{ см}^{-3}$  при толщине 55 мкм. Структуры типа  $p^+ - n - n^+$  создавались имплантацией ионов Al (INFN и Университет г. Перуджа) Как отмечалось, детекторы были облучены дозой  $10^{14} \text{ см}^{-2}$  протонов с энергией 8 МэВ.

Смещение	$\mu\tau_h, \text{ см}^2/\text{В}$	$\mu\tau_e, \text{ см}^2/\text{В}$
Обратное	$1.5 \cdot 10^{-8}$	$3.1 \cdot 10^{-8}$
Прямое	$1.1 \cdot 10^{-8}$	$1.8 \cdot 10^{-8}$

Типичный ход сигнала, нормированного на внесенный  $\alpha$ -частицей заряд, от смещения в пропускном направлении приведен на рис. 2. Точка с нулевым значением ССЕ при  $U = 0$  введена в согласии с принятой моделью. Обработка данных согласно выражению (6) с использованием операции fitting'a позволила с приемлемой точностью определить величины  $(\mu\tau)_e$  и  $(\mu\tau)_h$ . Значения указанных параметров для обоих режимов смещения оказались порядка  $10^{-8} \text{ см}^2/\text{В}$  и сведены в таблицу.

Отметим, что для запирающего смещения аналогичная рис. 2 аппроксимация данных была менее точной. В особенности это относится к области  $U < 600$  В, где значения заряда уступали расчетным. Что касается больших величин  $\mu\tau$  при запирающем включении (см. таблицу), то возможные причины в настоящее время рассматриваются.

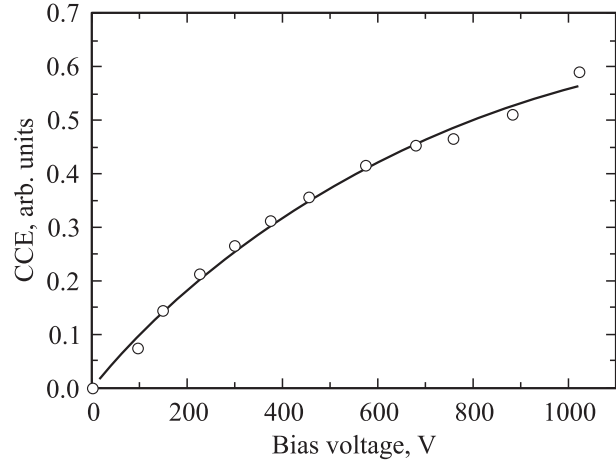


Рис. 2. Эффективность сбора заряда в зависимости от приложенного смещения в пропускном направлении. Кружки — данные эксперимента; сплошная линия — аппроксимация по формуле (6) с параметрами согласно таблице.

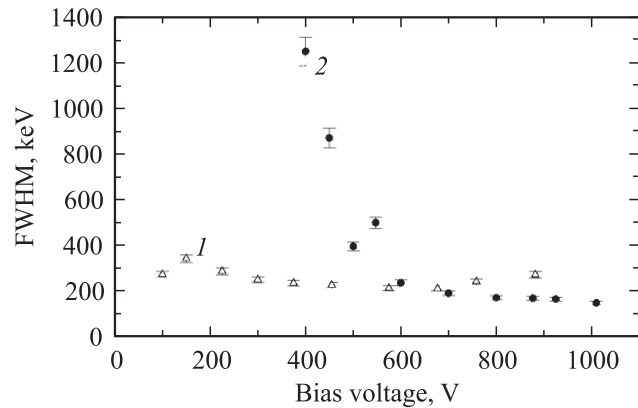


Рис. 3. Зависимость разрешающей способности детектора от величины приложенного смещения для двух полярностей. Полярность: 1 — прямая, 2 — обратная.

В плане сравнения режимов включения показательно поведение разрешающей способности детектора, определяемой как ширина амплитудного спектра на уровне 0.5 от максимума (FWHM). Для гауссовой формы спектра  $\text{FWHM} = 2.35\sigma$ , где  $\sigma$  — дисперсия распределения. На рис. 3 представлен ход FWHM в функции напряжения смещения для двух режимов. Наглядно проявляется существенное различие и большой разброс амплитуд при запирающем смещении опять-таки для  $U < 600$  В.

#### 5. Обсуждение результатов

Приведенные на рис. 2 и 3 данные, на наш взгляд, следует объяснять с позиций конфигурации электрического поля. Основная предпосылка включения структуры детектора в пропускном направлении заключалась в достижении однородного поля  $E(x) = \text{const}$ . В соответствии с ожиданием данные рис. 2 ложатся на кривую

формулы (6), полученной в допущении  $E = \text{const}$ . Совпадение наблюдается во всем диапазоне напряжений, включая  $U < 200$  В и введенную точку  $U = 0$ .

Для режима запорного смещения выше отмечалось занижение от расчетных значений данных опыта при  $U < 600$  В. Последнее можно объяснить, согласно [1], характерной неоднородностью поля  $E(x)$  по глубине детектора. Неоднородность возникает при термической ионизации центров в ООЗ и приводит к появлению областей „сильного“ и „слабого“ поля. На первой падает приложенное к детектору напряжение  $U$ , в то время как напряжение на второй не превышает контактной разности потенциалов. При повышении  $U$  область „сильного“ поля расширяется и может охватить всю глубину ООЗ. По-видимому, подобная ситуация и наблюдается в образце, причем пограничным значением служит  $U = 600$  В.

Зависимость ширины спектральной линии от смещения (см. рис. 3) согласуется со сказанным выше. Существенный разброс собираемого заряда (большие величины FWHM) при  $U < 600$  В дополняет картину, указывая на значительную неоднородность поля также и по площади детектора.

В количественном плане полученные средние (из таблицы) значения  $\mu\tau \approx 2 \cdot 10^{-8}$  см<sup>2</sup>/В при подвижности  $\approx 10^2$  см<sup>2</sup>/В · с соответствуют временам жизни носителей  $\approx 0.2$  нс.

## 6. Заключение

В ходе облучения в SiC-детекторы были введены первичные радиационные дефекты в значительной концентрации  $4 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup> [7]. В результате произошла глубокая компенсация проводимости, и удельное сопротивление материала составило  $5 \cdot 10^{12}$  Ом · см. Включение облученной структуры в пропускном направлении обеспечило более однородное распределение электрического поля в объеме образца. Это позволило при обработке данных эксперимента использовать упрощенную модель переноса носителей. В итоге были определены величины  $\tau \approx 2 \cdot 10^{-10}$  с, что соответствует сечениям захвата носителей  $\sim 10^{-14}$  см<sup>2</sup>. Введение центров с сечениями такого порядка величины наблюдалось в 4H-SiC при облучении протонами [8].

Для эффективности переноса заряда получено значение, близкое к 0.55 при толщине пленки 55 мкм. Ранее в [9] исследовались детекторы на базе также 4H-SiC *n*-типа пленок, но полученных методом вакуумной сублимации. После дозы протонов  $2 \cdot 10^{-14}$  см<sup>-2</sup> эффективность для лучшей группы образцов составила 0.9. С учетом меньшей толщины пленок (30 мкм) это дает примерно двухкратное превышение радиационной стойкости сравнительно с полученным нами результатом.

Большая стойкость сублимационных пленок относительно CVD-метода наблюдалась также при облучении электронами с энергией 1 МэВ [10].

В методическом плане отметим, что возможность определения субнаносекундных времен жизни связана с измерением внесенного в детектор заряда, т.е. с интегральным характером методики [6].

Работа частично поддержана грантом президента РФ № НШ-2223.2003.02, а также со стороны исследований по программам коллаборации RD-50 (CERN).

## Список литературы

- [1] S.M. Ryvkin, L.L. Makovski, N.B. Strokan, V.P. Subashieva, A.K. Khusainov. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-15, № 3, 226 (1968).
- [2] V. Eremin, N. Strokan, E. Verbitskaya, Z. Lee. Nucl. Instrum. Meth., **A372**, 188 (1996).
- [3] В.К. Еремин, С.Г. Даненгирш, Н.Б. Строкан, Н.И. Тиснек. ФТП, **8**, 556 (1974).
- [4] G.L. Miller, W.M. Gibson. Nucl. Electron., **1**, 477 (1962).
- [5] K. Hecht. Z. Phys., **77**, 235 (1932).
- [6] Н.Б. Строкан, А.М. Иванов, А.А. Лебедев, М. Syväjärvi, R. Yakimova. ФТП, **39** (12), 1443 (2005).
- [7] Н.Б. Строкан, А.М. Иванов, Н.С. Савкина, А.А. Лебедев, В.В. Козловский, М. Syväjärvi, R. Yakimova. ФТП, **38**, 841 (2004).
- [8] A. Castaldini, A. Cavallini, L. Rigutti, F. Nava, S. Ferrero, F. Giorgis. J. Appl. Phys., **98**, 053706 (2005).
- [9] N.B. Strokan, A.M. Ivanov, N.S. Savkina, A.A. Lebedev, V.V. Kozlovski, M. Syväjärvi, R. Yakimova. Mater. Sci. Forum, **483–485**, 1025 (2005).
- [10] V.V. Kozlovski, E.V. Bogdanova, V.V. Emtsev, K.V. Emtsev, A.A. Lebedev, V.N. Lomasov. Mater. Sci. Forum, **483–485**, 385 (2005).

Редактор Л.В. Беляков

## Transport of the charge carriers in structure of the SiC detector under extremal radiation fluence

A.M. Ivanov, A.A. Lebedev, N.B. Strokan

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

**Abstract** Efficiency of a charge carriers transport in SiC-detectors after an irradiation by 8 MeV protons at a fluence of  $10^{14}$  cm<sup>-2</sup> was investigated. On number of primarily created defects the mode of an irradiation is equivalent to expected breach of SiC-detectors lattice at use in experiments on SLHC collider (CERN).

The techniques of nuclear spectrometry with testing detectors by  $\alpha$ -particles with energy 5.4 MeV was used. In view of deep compensation of conductivity SiC which have occurred during an irradiation it is proposed to switch structure in a forward direction. In this mode the distribution of electric field strength on detectors coordinate appears more homogeneous. For data processing experiment the simple model of carriers transport is proposed.