

05;12

## Радиационная стойкость широкозонного материала на примере SiC-детекторов ядерного излучения

© А.М. Иванов, Н.Б. Строкан, А.А. Лебедев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: alexandr.ivanov@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 30 июня 2011 г.)

При значительных концентрациях радиационных дефектов для детекторов на основе широкозонных материалов характерен эффект поляризации. Появление в объеме детектора ЭДС связано с долговременным захватом носителей заряда на глубокие уровни радиационных центров. Экспериментально установлены характер кинетики и величина напряженности поля поляризации. Повышением температуры возможно регулировать захват и достичь при „оптимальной“ температуре компромисса между величиной генерационного тока и положением наиболее глубокого из уровней, чей вклад в потери заряда путем захвата носителей пренебрежимо мал. Оказалось, что глубина такого рода уровня (отнесенная к ширине запрещенной зоны) близка к значению  $1/3$  независимо от материала. Значения температур для материалов строго индивидуальны.

### 1. Введение и постановка задачи

Понятие „радиационная стойкость“ подразумевает, что, несмотря на получаемую детектором дозу жесткой радиации, его характеристики сохраняются в необходимом интервале значений. Стойкость определяется тем, как материал детектора реагирует на введение радиационных дефектов. Важны природа и концентрация возникающих центров, которые ухудшают условия дрейфового переноса неравновесного заряда, создаваемого анализируемым ядерным излучением, изменяют темп генерации-рекомбинации носителей, а также характер проводимости исходного материала.

Далее проследим за взаимосвязью отмеченных процессов на примере работы сильно облученных SiC-детекторов ядерного излучения. Будет показана связь проводимости с характером захвата и накопления носителей заряда радиационными дефектами. Выяснено, какое значение рабочей температуры является оптимальным, препятствуя захвату (и накоплению) заряда на центрах, но не вызывая нежелательного роста за счет этих центров генерационного тока. Наконец, приведены примеры для двух конкретных систем энергетических уровней радиационных центров (при облучении SiC протонами и нейтронами).

### Механизм захвата носителей заряда и эффект „поляризации“

SiC относится к классу широкозонных полупроводников. Следовательно, значительная роль в изменении проводимости принадлежит процессу самокомпенсации [1]. Действительно, уже в первых работах по воздействию полей жестких ядерных излучений отмечалось падение проводимости SiC (см., например, [2,3]) вплоть до перехода в состояние полупроводника. Такой переход в отношении механизма захвата дрейфующего в детекторе

неравновесного заряда означает преобладание варианта локализации („прилипания“) над рекомбинацией.

Локализация носителей заряда на глубоких уровнях (долговременный захват) неизбежно приводит к возникновению „поляризации“ объема детектора. Этот негативный эффект наблюдался нами в детекторах с радиационными дефектами и описан в работе [4] (см. также [5–7]) как появление „внутреннего“ электрического поля, противоположного полю, создаваемому приложенным к детектору напряжением. Поле возникало в ходе тестирования  $\alpha$ -частицами детектора со значительной ( $1.2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) концентрацией предварительно введенных первичных радиационных дефектов.

На рис. 1 (кривая 1) приведено характерное падение эффективности собирания заряда (CCE) от времени тестирования. Важно, что отключение внешнего источника не вызывало исчезновения сигнала. Однако сигнал менял

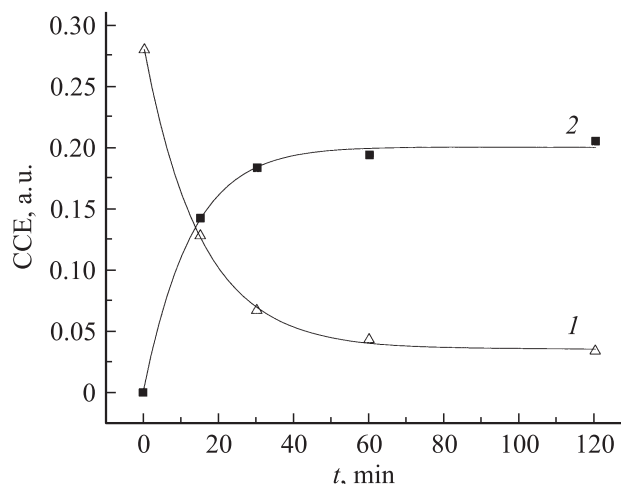


Рис. 1. Падение CCE во времени (1) и возрастание сигнала противоположной полярности вследствие поляризации объема детектора (2).

полярность и уже возрастал со временем тестирования (кривая 2). Эффект объясняется возникновением ЭДС за счет накопления заряда захваченных неравновесных электронов и дырок. Рождаемые  $\alpha$ -частицами как пары они разделяются внешним полем и, претерпевая захват, образуют объемные заряды противоположных знаков.

Подчеркнем практическую важность „эффекта поляризации“. Так, при работе в условиях комнатных температур эффект может препятствовать использованию детекторов на основе широкозонных материалов. Очевидное преимущество здесь имеют детекторы на основе материалов с шириной запрещенной зоны 1.0–1.5 eV. Ввиду характерной для широкозонных материалов природы эффекта проведем дальнейший анализ и установим величину напряженности поля поляризации  $E_p$ .

1. Во-первых, значения  $E_p$  возможно определить из кривой  $I$  для CCE. С этой целью будем исходить из известной формулы Хехта [8] для описания величины CCE:

$$\text{CCE} = \frac{\mu E \tau}{w} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{w}{\mu E \tau}\right) \right], \quad (1)$$

в которой поле  $E$  зависит от времени экспозиции. Остальные величины стандартны:  $w$  — протяженность области поля,  $\mu$  — подвижность носителей,  $\tau$  — время их жизни до захвата. Располагая экспериментальными величинами CCE (рис. 1), определяем значения аргумента функции. Его падение по ходу измерений относим полностью на счет появления ЭДС-поляризации. На рис. 2 кривой  $I$  представлена полученная описанным путем величина поля поляризации, достигающая значения  $E_p = 75$  kV/cm.

2. Заметим, что в кинетике накопления заряда присутствует положительная обратная связь. Процесс ускоряется во времени за счет падения CCE по мере снижения поля в детекторе. В целом процесс описывается двумя уравнениями для возрастания плотности заряда ( $\sigma$ )

на обкладках эквивалентного детектору конденсатора и связанным с ней полем  $E_p$ :

$$\frac{d\sigma}{dt} = Y(1 - \text{CCE}) - \frac{\sigma}{\gamma} \quad (2)$$

и

$$E_p = \frac{\sigma}{\varepsilon \varepsilon_0}. \quad (3)$$

Здесь  $\varepsilon_0 = 8.8510^{-12}$  F/m. Постоянная  $\gamma = 12$  min описывает релаксацию захватываемого заряда. Темп генерации  $Y$  в условиях получения данных рис. 1 (энергия  $\alpha$ -частиц 5.4 MeV, интенсивность падения на детектор  $\sim 30$  s $^{-1}$ ) составляет  $Y \approx 3.4 \cdot 10^{-10}$  Cs $^{-1}$ cm $^{-2}$ . Нас интересует решение уравнения (2) с начальным условием  $\sigma = \sigma_0$  при  $t = 0$ , которое имеет вид

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{t}{\gamma}\right) + Y(1 - \text{CCE})\gamma \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\gamma}\right) \right]. \quad (4)$$

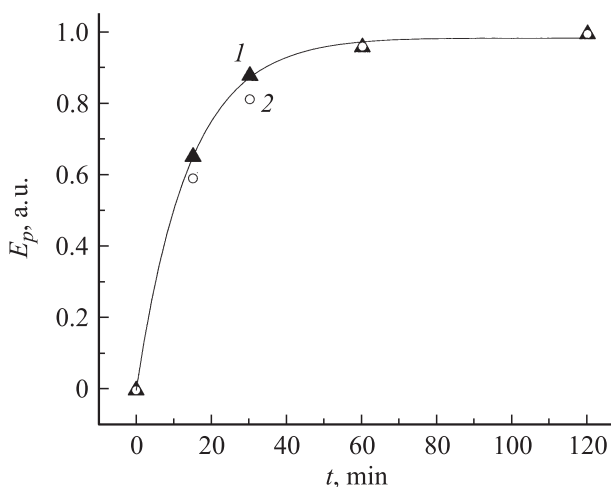
Полученное решение позволяет найти зависимость  $\sigma$  (а значит, и поля  $E_p$ ) от времени, используя ряд последовательных шагов по интервалам времени рис. 1. Соответственно возрастали значения начальных условий, получаемые как решение уравнения на предыдущем шаге. Найденные значения напряженности поля сопоставляются на рис. 2 с величинами, определенными непосредственно из экспериментальной кривой  $I$  рис. 1.

Как следует из рис. 2, значения напряженности поля совпадают в отношении хода во времени. Однако их величины расходятся с превышением  $E_p$  из решения уравнения (2) в 3.7 раза. Последнее, подтверждая справедливость уравнения (2), указывает на завышение нами плотности заряда  $\sigma$ , так как не учитывалось возможное пространственное перекрытие зарядов электронов и дырок.

## Определение оптимальной рабочей температуры детектора

Очевидно, „поляризация“, как следствие долговременного захвата носителей заряда, должна снижаться при повышении рабочей температуры  $T_0$ , что и было показано в [5]. В принципе повышением  $T_0$  возможно полностью исключить глубокие уровни из процесса захвата носителей.

К сожалению, повышению  $T_0$  сопутствует возрастание генерационного тока, определяющего уровень шума. Таким образом, величина  $T_0$  должна одновременно отвечать двум условиям. Во-первых, время возврата в зону захваченных на уровни носителей будет меньше времени формирования сигнала детектора электроникой. Во-вторых, ток генерации через уровни не превышает некоторой задаваемой величины. Найденное из двух условий значение  $T_0$  следует рассматривать как оптимальное для работы детектора с радиационными дефектами.



**Рис. 2.** Зависимости напряженности поля поляризации от времени: 1 — согласно данным рис. 1; 2 — с учетом кинетики накопления заряда. Максимальная величина поля для данных 1 составляет 73 kV/cm.

В указанной постановке задачи для случая одного глубокого уровня с концентрацией  $M$  и энергией  $E_m$  в работе [9] нами было получено выражение для  $T_0$  в виде

$$T_0 = \frac{E_g}{k \ln\left(\frac{A\theta B}{J_g}\right)}. \quad (5)$$

Для положения уровня, обеспечивающего плотность генерационного тока  $J_g$  (а также выброс захваченного носителя за время  $\theta$ ), нормируя на ширину запрещенной зоны  $E_g$ , имеем

$$\frac{E_m}{E_g} = \frac{\ln(A\theta)}{\ln\left(\frac{A\theta B}{J_g}\right)}, \quad (6)$$

где

$$A = \sigma_n v N_c$$

и

$$B = e w \sigma_n v M \sqrt{N_c N_v}.$$

Здесь  $N_c$  и  $N_v$  — эффективная плотность состояний в зоне проводимости и в валентной зоне,  $v$  — тепловая скорость носителей заряда,  $\sigma_n$  — сечение захвата электрона (для упрощения выкладок принимается равным сечению захвата дырки),  $e$  — заряд электрона.

При получении выражений (5), (6) в первую очередь учитывались экспоненциальные температурные зависимости рассматриваемых физических величин. Это обстоятельство подчеркнуто введением постоянных от температуры вспомогательных величин  $A$  [ $s^{-1}$ ] и  $B$  [ $A/cm^2$ ].

### Следствия модели с наличием одного уровня

Соотношение (6) показывает, что в рамках рассматриваемой модели доля зоны ( $E_m/E_g$ ), в которой выброс носителей с уровней происходит за заданное время  $\theta$ , для различных материалов одинакова. Действительно, доля  $E_m/E_g$  от ширины запрещенной зоны материала не зависит. Очевидно, что для достижения в материалах идентичности значений  $\theta$  требуются различные температуры, и природа материала проявляется в значениях  $T_0$  согласно соотношению (5).

В табл. 1 приведены сравнительные данные, полученные (кроме SiC) для Si и алмаза как узко-, так и широкозонного материалов для детекторов соответственно. Глубина залегания центра (в соответствии с формулой (6)) оказалась для этих материалов общей и составила около трети ширины запрещенной зоны. Значения оптимальной рабочей температуры  $T_0$  в согласии с формулой (5) строго индивидуальны.

### Примеры для систем радиационных центров в SiC

Приведенные в табл. 1 значения  $T_0$  являются ориентиром для рассмотренных материалов при выполнении

**Таблица 1.** Значения температуры  $T_0$  и глубины залегания уровня  $E_m$ , обеспечивающих плотность генерационного тока  $1 \text{ nA/cm}^2$  и постоянную времени термического выброса носителя с уровня  $10 \mu\text{s}$

Параметр	Материал		
	Si	SiC	C (алмаз)
Ширина запрещенной зоны $E_g$ , eV	1.12	3.23	5.5
Глубина уровня $E_m$ , eV	0.34	0.97	1.71
Температура $T_0$ , K	264	727	1225
Отношение $E_m/E_g$	0.30	0.30	0.31

Примечание. Значения плотности состояний  $N_c$  и  $N_v$  соответствуют  $T = 300 \text{ K}$ , для уровня  $E_m$  принято сечение захвата  $\sigma_n = 10^{-15} \text{ cm}^2$ , концентрация  $M = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ .

экспериментов, где одновременно задаются времена выброса носителей заряда и ток генерации (уровень шума). На практике с учетом конкретной системы радиационных центров задача может упроститься. Рассмотрим случаи облучения SiC 6.5 MeV протонами [3] и 1.0 MeV нейтронами [10]. В первом случае наиболее глубокий уровень залегает на 1.09 eV от  $c$ -зоны. Во втором — на 1.5 eV, т.е. расположен вблизи середины запрещенной зоны (см. первую строку табл. 2 и 3).

Следующие строки таблиц содержат данные решения упрощенной по сравнению с получением выражений (5) и (6) задачи. Вначале определялась температура, обес-

**Таблица 2.** Параметры трех наиболее глубоких центров после облучения 6.5 MeV протонами (доза  $3.2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ); температура, обеспечивающая постоянную времени термического выброса носителя с уровня  $10 \mu\text{s}$ , а также плотность генерационного тока, задаваемые центром S5:  $E_c$  — 1.09 eV как наиболее глубоким

Глубокие центры	S3	S4	S5
$E_m$ , eV	0.72	0.76	1.09
$M$ , $\text{cm}^{-3}$	$3.5 \cdot 10^{14}$	$1.1 \cdot 10^{14}$	$7.7 \cdot 10^{13}$
$\sigma$ , $\text{cm}^2$	$2 \cdot 10^{-14}$	$1.0 \cdot 10^{-14}$	$5.0 \cdot 10^{-13}$
$T$ , K	445	485	565
$J$ , $\text{A/cm}^2$	$7.8 \cdot 10^{-18}$	$9.2 \cdot 10^{-16}$	$1.8 \cdot 10^{-12}$

**Таблица 3.** Параметры трех наиболее глубоких центров после облучения 1 MeV нейтронами (доза  $10^{16} \text{ cm}^{-2}$ ); температура, обеспечивающая постоянную времени термического выброса носителя с уровня  $10 \mu\text{s}$ , а также плотность генерационного тока, задаваемые центром SN7:  $E_c$  — 1.5 eV как наиболее глубоким

Глубокие центры	SN5	SN6	SN7
$E_m$ , eV	0.82	1.16	1.5
$M$ , $\text{cm}^{-3}$	$10^{15}$	$10^{15} - 10^{16}$	$10^{13} - 10^{16}$
$\sigma$ , $\text{cm}^2$	$2 \cdot 10^{-16}$	$2.8 \cdot 10^{-15}$	$3.0 \cdot 10^{-14}$
$T$ , K	640	755	850
$J$ , $\text{A/cm}^2$	$5.1 \cdot 10^{-7}$	$8.5 \cdot 10^{-5}$	$2.1 \cdot 10^{-5} - 2.1 \cdot 10^{-2}$

печивающая время выброса с уровня  $\theta = 10 \mu\text{s}$ . Далее стандартным путем находились значения тока. Для большей точности учитывались температурные зависимости эффективной плотности состояний

$$N_c \propto T^{3/2}$$

и тепловой скорости электронов

$$v \propto T^{1/2}.$$

Величины токов оказались несущественны для детекторов, облученных протонами, и не препятствуют использованию режима температур, необходимых для нейтрализации захвата носителей заряда.

Используя параметры глубоких центров (табл. 2), можно численно оценить, как захват на уровень или отсутствие такового повлияют на время нахождения неравновесных электронов в  $c$ -зоне до их захвата центром. Исключение из участия в захвате путем нагрева до  $T = 450 \text{ K}$  уровня  $S3$ :  $E_c - 0.72 \text{ eV}$  приводит к росту этого времени на 18%. Если исключить также  $S4$ :  $E_c - 0.76 \text{ eV}$ , то рост составит 21%. При температурах более  $565 \text{ K}$  из захвата возможно исключить систему рассматриваемых центров полностью.

В случае радиационных центров, создаваемых нейтронами, ситуация для повышения  $T$  менее благоприятна. Основная причина заключается в проявлении уровня  $E_c - 1.5 \text{ eV}$ . Его положение вблизи середины зоны обуславливает значительный генерационный ток.<sup>1</sup> Что касается времени до захвата электрона центром, то исключение из захвата глубокого центра  $SN5$ :  $E_c - 0.82 \text{ eV}$  путем нагрева до  $640 \text{ K}$  вызывает его рост на 2%. Если нагревать образец до  $760 \text{ K}$ , то исключится также захват на  $SN6$ :  $E_c - 1.16 \text{ eV}$  и время нахождения неравновесных электронов в  $c$ -зоне увеличится на 12%. Нагрев до  $T = 850 \text{ K}$  исключает из захвата и наиболее активный уровень  $E_c - 1.5 \text{ eV}$ . Однако такие значения  $T$  связаны с малоприемлемыми величинами генерационного тока.

Подчеркнем, что для SiC-детекторов непосредственно температура  $T = 850 \text{ K}$  не критична для работы прибора в режиме регистрации ядерных частиц ([13], где детекторы находились в канале реактора при  $600^\circ\text{C}$ ). Отметим также, что если повышением  $T$  и не удастся полностью устранить потери заряда за счет захвата носителей, то существенно укорачивается длительность нахождения носителя на центре захвата. Последнее сводит к минимуму накопление объемного заряда и ЭДС-поляризации.

## Заключение

Показано, что в детекторах на основе широкозонных материалов при введении радиационных дефектов прояв-

<sup>1</sup> Отметим, что в [11,12] есть указание на наличие „природных“ глубоких центров, определяющих процессы рекомбинации-генерации. Однако их концентрация на несколько порядков уступает величинам концентрации радиационных дефектов, рассматриваемых в настоящей работе.

ляется взаимосвязь трех процессов. Глубокая компенсация проводимости определяет локализацию как доминирующий вид захвата, что, в свою очередь, обуславливает появление ЭДС-поляризации.

Рассмотрена ситуация, когда процессы генерации и захвата носителей заряда полностью определяются радиационными центрами. Предложена близкая к практике модель с заданием времени удержания носителя заряда центром и (одновременно) плотности генерационного тока. Для простейшего случая одного уровня определены значения оптимальной рабочей температуры и глубины залегания исключаемого из захвата уровня. Сопоставление различных материалов показало, что только значения температуры строго индивидуальны, а глубина уровня, отнесенная к ширине зоны, имеет общую величину, близкую к 1/3 (при заданных нами параметрах глубоких центров).

Это означает, что сравнение радиационной стойкости материалов корректно в условиях оптимальных температур. Так, в области комнатных температур в широкозонных материалах проявится эффект поляризации, снижающей электрическое поле в детекторе. Последнее будет понижать эффективность собирания заряда (дополнительно к падению времени жизни носителей заряда).

В эксперименте подбором температуры можно достичь компромисса между величиной генерационного тока и расположением уровней радиационных центров, выводимых из участия в захвате носителей заряда.

Характеризуя проблему стойкости широкозонных материалов в целом, необходимо отметить, что ее важность существенно возросла за последние годы. Это связано с успехами в получении весьма совершенных по структуре коммерческих поли- и монокристаллов алмаза [14]. Детекторы на его основе прошли успешную апробацию в ЦЕРНе применительно к экспериментам, в которых высокая стойкость является необходимым условием [15].

Авторы выражают глубокую благодарность М.Е. Ливенштейну за полезную дискуссию и ценные замечания. Работа выполнена при поддержке гранта президента РФ — Ведущие научные школы НШ-3306.2010.2.

## Список литературы

- [1] Винецкий В.Л., Холодарь Г.А. Статистическое взаимодействие электронов и дефектов в полупроводниках. Киев: Наукова Думка, 1969. 187 с.
- [2] Lebedev A.A., Vienger A.I., Kozlovski V.V., Davydov D.V., Savkina N.S., Strelchuk A.M. // J. Appl. Phys. 2000. Vol. 88. N 11. P. 6265–6271.
- [3] Castaldini A., Cavallini A., Rigutti L., Nava F., Ferrero S., Giorgis F. // J. Appl. Phys. 2005. Vol. 98. P. 053 706.
- [4] Иванов А.М., Лебедев А.А., Строкан Н.Б. // ФТП. 2006. Т. 40. Вып. 10. С. 1259–1263.
- [5] Иванов А.М., Строкан Н.Б., Богданова Е.В., Лебедев А.А. // ФТП. 2007. Т. 41. Вып. 1. С. 117–121.

- [6] *Иванов А.М., Строкан Н.Б., Лебедев А.А.* // ФТП. 2008. Т. 42. Вып. 9. С. 1135–1139.
- [7] *Ivanov A.M., Strokan N.B., Lebedev A.A.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2008. Vol. 597. N 2–3. P. 203–206.
- [8] *Hecht K.* // Zeitschrift Für Physik. 1932. Vol. 77. P. 235–241.
- [9] *Иванов А.М., Садохин А.В., Строкан Н.Б., Лебедев А.А.* // ФТП. 2011. Т. 45. Вып. 10. С. 1422–1426.
- [10] *Castaldini A., Cavallini A., Fabbri F., Nava F., Errani P., Cindro V.* // Proc of the 8<sup>th</sup> Workshop. Prague, 2006. <http://rd50.web.cern.ch/rd50/>
- [11] *Ivanov P.A., Levinshtein M.E., Palmour J.W., Rumyantsev S.L., Singh R.* // Semicond. Sci. Technol. 2000. Vol. 15. P. 908–910.
- [12] *Katsunori D., Tsunenobu K.* // J. Appl. Phys. 2006. Vol. 100. P. 113 728.
- [13] *Тихомирова В.А., Федосеева О.П., Холуянов Г.Ф.* // Атомная энергия. 1973. Т. 34. Вып. 2. С. 122–125.
- [14] *Rainer S. Wallny.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2007. Vol. 582. P. 824–828.
- [15] *Cristinziani M.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2010. Vol. 623. P. 174–176.