

06;12

## Коррекция характеристик сильнооблученных SiC-детекторов ядерного излучения путем повышения рабочей температуры

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

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

Поступило в Редакцию 10 июля 2008 г.

Благодаря широкой запрещенной зоне карбида кремния  $p-n$ -структуры на его основе имеют малые плотности генерационного тока. Это позволяет в случае  $p-n$ -детекторов ядерного излучения повышать рабочую температуру и тем самым управлять временами выброса неравновесных носителей заряда с центров, связанных с дефектами.

Рассмотрен сильнооблученный  $p-n$ -детектор (содержание первично смещенных атомов  $\sim 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ). Для системы возникших уровней оценены температуры, при которых выброс захваченных носителей происходит за время формирования импульса электроникой. Оценена величина генерационного тока при этих температурах. Экспериментально установлено, что с ростом температуры снижается негативная роль захвата, а при  $250^\circ\text{C}$  удастся избежать локализации электронов на уровнях мельче  $0.76 \text{ eV}$  от зоны проводимости.

PACS: 61.82.Fk, 61.80.-x

Радиационная стойкость является важной характеристикой детектора, поскольку радиационное воздействие создает дефекты структуры, нарушающие работу прибора. Эти дефекты выступают как центры захвата неравновесных носителей заряда, перенос которых образует регистрируемый сигнал. Захват происходит в форме рекомбинации либо локализации, когда носители могут выбрасываться с уровня дефекта в исходную зону. Если делокализация происходит за время формирования сигнала электроникой, то перенос заряда завершается без потерь.

Очевидно, выброс носителей с уровня можно ускорить, повышая температуру ( $T$ ). Однако с повышением  $T$  возрастают и токи детекторов, что приводит к росту уровня шума. В стандартных

Глубокие центры, возникающие после протонного облучения [1,2], и температуры, соответствующие постоянной времени выброса с ГУ —  $10 \mu\text{s}$ .

	S1	S2	S3	S4	S5	SN5	SN6	SN7
$E_T, \text{eV}$	0.20	0.40	0.72	0.76	1.09	0.96	1.0	1.5
$\sigma_n, \text{cm}^2$	$7 \cdot 10^{-18}$	$1 \cdot 10^{-15}$	$2 \cdot 10^{-14}$	$1 \cdot 10^{-14}$	$5 \cdot 10^{-13}$	$5 \cdot 10^{-15}$	$1 \cdot 10^{-16}$	$2 \cdot 10^{-13}$
$T, \text{K}$	249	315	450	488	571	617	800	785

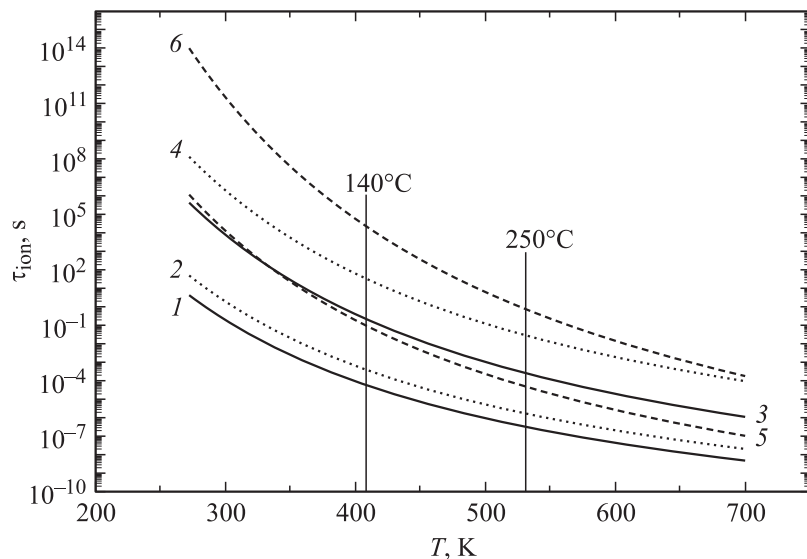
Примечание: S1–S5 из [2]; SN5–SN7 наиболее глубокие из [1].

детекторах ( $p$ - $n$ - и  $p$ - $i$ - $n$ -структуры, смещенные в обратном направлении), изготовленных по отработанной технологии, доминирует генерационный ток. В упрощенном виде плотность тока записывается как  $J_g = en_i W / 2\tau_g$ . Здесь  $e$  — заряд электрона,  $n_i$  — собственная концентрация носителей,  $W$  — протяженность области электрического поля (рабочей зоны детектора),  $\tau_g$  — генерационное время жизни.

Карбид кремния относится к широкозонным материалам ( $E_g = 3.23 \text{ eV}$  для политипа  $4H$ -SiC), поэтому повышение температуры для снижения времени делокализации носителей (без роста  $J_g$  до критических значений) вполне реально. В работе проведена оценка величины  $J_g$  и постоянных времени выброса носителей с глубоких уровней для случая сильнооблученного  $4H$ -SiC.

В [1,2] определена система уровней, возникших в верхней половине запрещенной зоны после облучения протонами с энергией 8.0 и 6.5 MeV. Использовалась методика нестационарной емкостной спектроскопии, успешно применяемая для исследования глубоких уровней (ГУ) в SiC [3–5]. Наблюдаемая в [1,2] совокупность центров (таблица) позволяет нам принять в качестве определяющего  $J_g$  уровень SN7 ( $E_c - 1.5 \text{ eV}$ , где  $E_c$  — дно зоны проводимости). Этот уровень относится к центру EN6/EN7 и наряду с центром Z1/Z2 (в таблице S3,  $E_c - 0.72 \text{ eV}$ ) доминирует по концентрации также при облучении электронами  $4H$ -SiC [6,7]. По своей природе эти центры связаны с дефектообразованием в подрешетке углерода [4,6,7]. Более того, системы глубоких центров после протонного и электронного облучения оказываются в целом подобными [1,2].

При формировании импульса в тракте усилителя используются постоянные времени  $\theta = 1 \div 10 \mu\text{s}$ . Нами принято значение  $\theta = 10 \mu\text{s}$  и



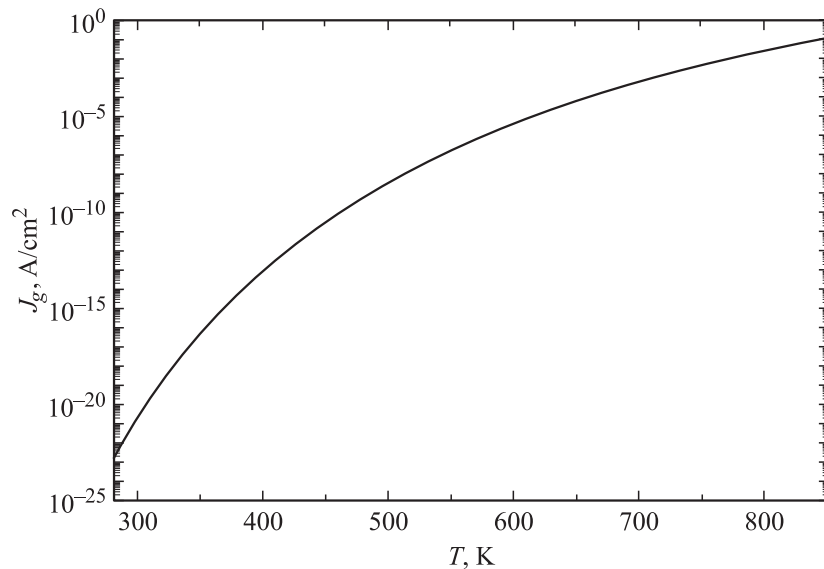
**Рис. 1.** Рассчитанные температурные зависимости постоянных времени термической ионизации глубоких центров. Глубина залегания от дна зоны проводимости, eV: 1 — 0.72, 2 — 0.76, 3 — 0.96, 4 — 1.0, 5 — 1.09, 6 — 1.5. Параметры центров взяты из таблицы.

исходя из параметров ГУ определена температура, обеспечивающая постоянную выброса электронов в  $c$ -зону  $\tau_{ion}$ , равной  $10 \mu\text{s}$  (см. таблицу). Общий вид зависимости  $\tau_{ion}(T)$  представлен на рис. 1. При расчете использовалось известное соотношение:  $\tau_{ion} = \exp(E_T/kT)/(v_{th}\sigma_n N_c)$ . Здесь  $E_T$  — глубина залегания уровня в запрещенной зоне,  $k$  — постоянная Больцмана,  $v_{th}$  и  $\sigma_n$  — тепловая скорость и сечение захвата электрона,  $N_c$  — эффективная плотность состояний в зоне проводимости.

1. Плотность тока рассчитывалась с использованием известной формулы для  $\tau_g$  [8]:

$$\tau_g = \frac{\sigma_n \exp[(E_T - E_i)/(kT)] + \sigma_p \exp[(E_i - E_T)/(kT)]}{\sigma_n \sigma_p V_{Th} N}$$

Здесь  $E_i$  — положение середины запрещенной зоны,  $\sigma_p$  — сечение захвата дырок,  $N$  — концентрация глубокого центра.

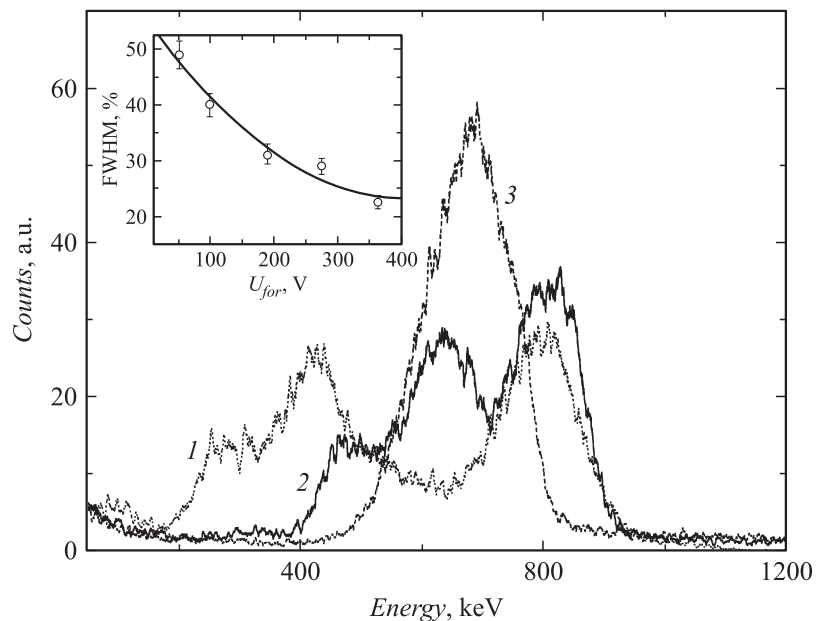


**Рис. 2.** Рассчитанная температурная зависимость плотности генерационного тока для области электрического поля  $W = 5 \cdot 10^{-3}$  см.

Поскольку нас интересует порядок величины  $J_g$ , зависимости от температуры сечений захвата и величины  $E_g$  не учитывались. Полученный ход  $J_g(T)$  для генерации через уровень SN7 приведен на рис. 2. При расчете были приняты равенство  $\sigma_n = \sigma_p = 2 \cdot 10^{-13}$  см<sup>2</sup> и концентрация SN7— $10^{16}$  см<sup>-3</sup> (высокая степень повреждения).

Из рис. 1, 2 и таблицы следует, что для приемлемых в ряде практических задач плотностей тока  $3 \cdot 10^{-9}$  А/см<sup>2</sup> (при  $T = 500$  К) можно избежать локализации на время большее  $10 \mu$ s на уровнях мельче  $E_c$  — 0.76 eV. Важно, что исключается центр Z1/Z2, имеющий большие значения  $\sigma_n$  и концентрации.

2. При длительном тестировании детектора  $\alpha$ -частицами с энергией 5.8 MeV (в соответствии с [9]) возникла „ЭДС поляризации“ ( $U_{pol}$ ), вызванная накоплением заряда ГУ радиационных дефектов (долговременной локализацией). Повышение температуры приводило к падению  $U_{pol}$  и при  $T = 140^\circ\text{C}$   $U_{pol}$  уже не проявлялась. Одновременно в



**Рис. 3.** Вид амплитудного спектра сигналов при различных температурах, °С: 1 — 150; 2 — 200; 3 — 250. Время формирования —  $\theta = 10 \mu\text{s}$ , напряжение  $U_{for} = 275 \text{ V}$ . Фрагмент: разрешение по энергии в функции напряжения  $U_{for}$ .

амплитудном спектре появилась существенно размытая группа отсчетов в области энергий 400 keV (см. кривую 1 рис. 3).

Оба указанных выше обстоятельства объясняются делокализацией носителей.  $U_{pol} \approx 0$  при  $T \geq 140^\circ\text{C}$  указывает, что охватываемый треком  $\alpha$ -частицы объем успевает разрядиться к приходу следующей частицы. Полагая площадь трека равной  $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ , получаем, что для перекрытия площади детектора  $1 \text{ mm}^2$  необходимо падение  $10^4$  частиц. При использовании интенсивности  $100 \text{ s}^{-1}$  для этого требуется  $10^2 \text{ s}$ . Эту величину можно принять за верхнюю оценку постоянной выброса, достаточную для отсутствия  $U_{pol}$ .

При  $\tau_{ion} = 100 \text{ s}$  и  $T = 140^\circ\text{C}$  фактически все наблюдаемые глубокие центры (рис. 1) ионизируются, кроме наиболее глубокого SN7. Это означает, что для устранения  $U_{pol}$  нужна делокализация носителей

с уровня  $E_c$  — 1.0 eV, так как при более низких температурах  $U_{pol}$  проявляется.

Наблюдение формы импульсов на выходе предусилителя (до формирования полосы пропускания RC-фильтром) показало, что импульсы в области 400 keV имеют затянутый фронт нарастания. Это указывает на происходящий выброс захваченных носителей из ловушек. Поэтому следует ожидать, что дальнейшим нагревом можно управлять положением группы в спектре. Если увеличение температуры приведет к постоянной выброса с глубокого центра менее  $\theta$ , то локализация будет устранена.

На рис. 3 приведены спектры для трех температур при прямом напряжении  $U_{for} = 275$  V. Видно, что нагревание от 150 до 200°C приводит к ожидаемому перемещению группы меньших энергий к основному пику, положение которого остается неизменным. При  $T = 250^\circ\text{C}$  достигается слияние с основным пиком. Форму результирующего спектра можно аппроксимировать гауссианом. В этом случае разрешение по энергии (определяемое отношением ширины спектра на половине высоты к значению энергии — FWHM) в функции напряжения  $U_{for}$  приведено на фрагменте рис. 3. Видно, как рост  $U_{for}$  ведет к сужению спектральной линии вследствие более полного переноса носителей.

3. Наблюдаемая трансформация спектра объясняется в целом, если учесть неизбежную на практике неоднородность свойств исходной пленки SiC. Как следствие, при облучении протонами радиационные дефекты вводились в образец неравномерно. Во-первых, в объеме возникли центры рекомбинации. В первую очередь это наиболее глубокие центры SN7. Эти центры определяют значения времени жизни носителей заряда и эффективность собирания  $\text{CCE} = 0.23$ . Этим значениям CCE соответствует основной пик спектра. Его положение с ростом температуры не изменяется, что согласуется с принятым выше допущением  $\sigma_p, \sigma_n(T) = \text{const}$ .

Дополнительно, в определенной части объема присутствуют также центры захвата носителей в форме локализации. С этих центров возможен выброс носителя вновь в зону дрейфа за время формирования сигнала. Такого рода выброс и соответственно слияние с основным пиком в спектре наблюдались при  $T = 250^\circ\text{C}$  и  $\theta = 10 \mu\text{s}$ . Учитывая то, что при  $\theta = 3 \mu\text{s}$  слияния с основным пиком не происходило, можно утверждать, что  $3 \mu\text{s} < \tau_{ion} < 10 \mu\text{s}$ . Этому условию в первую очередь удовлетворяет центр S4. Вероятно, следует говорить о его неравномерном распределении по объему детектора.

Полученные результаты демонстрируют несомненное достоинство широкозонных полупроводников. В их случае появляется возможность управлять характеристиками детекторов, в том числе избегать захвата на центры локализации. Это весьма важно при высокой концентрации дефектов радиационной природы, поскольку позволяет расширить диапазон доз, в котором сохраняется работоспособность детектора.

Работа выполнена при поддержке гранта президента РФ — Ведущие научные школы НШ-2951.2008.2, а также со стороны исследований по программам коллаборации RD-50 (CERN). Образцы были предоставлены авторам в рамках совместных исследований по программе коллаборации.

## Список литературы

- [1] *Lebedev A.A., Veinger A.I., Davydov D.V., Kozlovski V.V., Savkina N.S., Strel'chuk A.M.* // J. Appl. Phys. 2000. Т. 88. С. 6265.
- [2] *Castaldini A., Cavallini A., Rigutti L., Nava F., Ferrero S., Diorgis F.* // J. Appl. Phys. 2005. Т. 98. Р. 053706.
- [3] *Строкан Н.Б., Иванов А.М., Лебедев А.А.* // ФТП. 2004. Т. 38. В. 2. С. 129.
- [4] *Storasta L., Tsuchida H.* // Appl. Phys. Lett. 2007. Т. 90. Р. 062116.
- [5] *Danno K., Nakamura D., Kimoto T.* // Appl. Phys. Lett. 2007. Т. 90. Р. 202109.
- [6] *Pintilie I., Grossner U., Svensson B.G., Irmischer K., Thomas B.* // Appl. Phys. Lett. 2007. Т. 90. Р. 062113.
- [7] *Danno K., Kimoto T.* // J. Appl. Phys. 2006. Т. 100. Р. 113728.
- [8] *Зи С.* Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984. Т. 1. 453 с.
- [9] *Иванов А.М., Лебедев А.А., Строкан Н.Б.* // ФТП. 2006. Т. 40. В. 10. С. 1259.