

## Радиационная стойкость SiC-детекторов транзисторного и диодного типов при облучении протонами 8 МэВ

© Н.Б. Строкан, А.М. Иванов<sup>¶</sup>, Н.С. Савкина, А.А. Лебедев, В.В. Козловский\*, М. Syvajarvi<sup>+</sup>, R. Yakimova<sup>+</sup>

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

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

<sup>+</sup> Университет Линчепинга,  
58133 Линчепинг, Швеция

(Получена 19 января 2004 г. Принята к печати 26 января 2004 г.)

Исследовались детекторы ядерного излучения на базе SiC со структурой: легированная подложка  $n^+$ -типа/эпитаксиальный слой  $p$ -типа/барьер Шоттки. Структуры со слоем политипа  $6H$ -SiC толщиной  $\sim 10$  мкм проявляли транзисторные свойства, а со слоем  $4H$ -SiC толщиной  $\sim 30$  мкм — диодные. Установлено, что у структур транзисторного типа наблюдается более чем десятикратное усиление сигнала. Усиление сохраняется при облучении протонами с энергией 8 МэВ как минимум до дозы  $5 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup> при значении разрешающей способности  $\leq 10\%$ .

В структурах „диодного“ типа усиления сигнала не наблюдалось. Но даже при максимальной дозе  $2 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup> имелась группа образцов с разрешением  $\approx 3\%$ , приемлемым для ряда задач.

### 1. Введение

В последние годы при изучении материалов для полупроводниковых детекторов ядерных излучений значительное внимание уделяется карбиду кремния SiC. Это связано с прогрессом в получении пленок SiC с приемлемыми для конструирования детекторов характеристиками. С позиций детекторов весьма привлекательны такие свойства SiC, как высокая пороговая энергия образования дефектов (предпосылка радиационной стойкости), большая ширина запрещенной зоны. Последнее обстоятельство на несколько порядков снижает избыточно генерируемый в объеме детектора ток и связанный с ним шум. Как следствие, SiC-детекторы сохраняют работоспособность вплоть до 500°C [1], что в сочетании с химической стойкостью делает их уникальными для специальных применений.

В работе исследовалась радиационная стойкость детекторов на основе пленок SiC при облучении протонами с энергией 8 МэВ вплоть до доз  $5 \cdot 10^{13}$  и  $2 \cdot 10^{14}$  p/см<sup>2</sup> в соответствии с типом структуры детектора. В таких условиях создается  $(2-8) \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup> первичных радиационных дефектов, что более чем на порядок превышает значения разностной концентрации исходных примесей. Представляется важным установить, в какой мере введение дефектов скажется на характеристиках детекторов.

Пленки имели  $p$ -тип проводимости и были получены сублимационной эпитаксией на сильно легированных  $n^+$ -подложках. Использовались две группы пленок: толщиной  $d \approx 10$  и  $\approx 30$  мкм. Первая группа со структурой политипа  $6H$ -SiC была получена в ФТИ и имела разностную концентрацию примесей  $(N_a - N_d) \leq 7.5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Группа „толстых“ пленок выращивалась в Университете г. Линчепинг, Швеция

(Linköping University), имела структуру  $4H$ -SiC и значения  $(N_a - N_d) = (3-5) \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>.

На поверхности  $p$ -пленок путем магнетронного напыления Ni создавался барьер Шоттки, служивший контактом  $n$ -типа. Далее к барьеру в запертом направлении прикладывалось напряжение смещения  $U$  и проводилось тестирование структуры в режиме регистрации одиночных  $\alpha$ -частиц естественного распада. С помощью аппаратуры, стандартной для техники амплитудного анализа, наблюдалась величина определяемой детектором энергии  $E$  в функции обратного смещения на барьере  $U$  при энергии  $\alpha$ -частиц 3.5–5.4 МэВ.

Как и в работе [2], для детекторов на основе пленок с  $d \approx 10$  мкм наблюдалось усиление сигнала, характерное для транзистора. При повышении  $U$  сигнал  $E(U)$  имел сверхлинейное возрастание и превышал в десятки раз значение поглощенной в детекторе энергии. С другой стороны, для детекторов на базе более толстых пленок с  $d \approx 30$  мкм (к тому же более легированных) сигнал  $E(U)$  насыщался при значениях, близких к энергии  $\alpha$ -частиц. Последнее характерно для конструкции детектора в варианте диода и указывает на недостаточную для проявления транзисторного эффекта протяженность области поля перехода коллектор–база  $W$ . В итоге тестирование структур на пленках указанных типов позволило условно разделить детекторы на „транзисторы“ и „диоды“.

Ранее (см. [3]) при изучении воздействия протонов 1 ГэВ на диодные структуры (пленки  $6H$ -SiC  $n$ -типа с  $N_d - N_a \approx 4 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>) наблюдалась сильная компенсация проводимости материала при дозах  $\approx 10^{15}$  p/см<sup>2</sup>.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Дифференциальное сечение резерфордского рассеяния протона на атомах мишени с передачей атому энергии от  $E_{tr}$  до  $(E_{tr} + dE_{tr})$  обратно пропорционально произведению  $(E_p \cdot E_{tr}^2)$ , где  $E_p$  — энергия протона. Поэтому доза релятивистских протонов 1 ГэВ эквивалентна примерно стократно меньшей дозе для протонов с энергией 8 МэВ.

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

Было важным проверить, как такие дозы скажутся на ходе сигнала  $E(U)$  транзистора, выполненного на пленке  $6H\text{-SiC}$   $p$ -типа. Таким образом, начальная доза облучения транзисторов протонами 8 МэВ была принята как  $10^{13}$   $p/\text{см}^2$ .

Для диодов начальная доза была увеличена до  $10^{14}$   $p/\text{см}^2$  (эквивалент  $\approx 10^{16}$   $\text{см}^{-2}$  релятивистских протонов). Кроме продвижения в область больших доз, ожидалось, что компенсация проводимости увеличит значения  $W$  и позволит получить транзисторы с „толстой“ базой.

Помимо упомянутых измерений сигнала от  $\alpha$ -частиц  $E(U)$  в работе также снимались зависимости емкости структур от смещения  $C(U)$ . Обе группы измерений проводились при комнатной температуре.

## 2. Характер взаимодействия пленки SiC с протонами

Образование радиационных дефектов в полупроводниках ядерными частицами, как известно, имеет две стадии. Первая из них в свою очередь включает два процесса. Во-первых, происходят смещения атомов матрицы в результате непосредственного взаимодействия с частицей. Далее возникает каскад столкновений, в ходе которого дефекты создаются первично выбитыми атомами, получившими от частиц достаточную энергию. На второй стадии первичные вакансии и межузельные атомы вступают в разнообразные физико-химические реакции (в основном с существующими в матрице дефектами). Первая стадия детально моделируется с помощью программы TRIM [4].

Применительно к нашему случаю был рассчитан результат прохождения протонов с  $E_p = 8$  МэВ через пленку SiC с  $d = 30$  мкм. Значения порога для энергии смещения атома принимались 35 и 20 эВ для Si и C согласно работам [5,6]. Несмотря на меньшее значение порога для атомов C, расчет показал, что основная доля создаваемых вакансий связана с атомами Si. Последнее определяется квадратичной зависимостью сечения рассеяния протона от порядкового номера атома. Сравнение роли атомов Si и C в возникающих столкновениях приведено в таблице, где отслежен результат прохождения через пленку 985 протонов.

Сопоставление вклада атомов Si и C в поглощение энергии протона

Атомы пленки	Поглощенная атомами энергия, кэВ	Число столкновений с протоном*	Средняя энергия в столкновении, эВ
Si	51.6	276	187
C	14.7	113	130

Примечание. \* Учтены столкновения, приводящие к образованию вакансий.

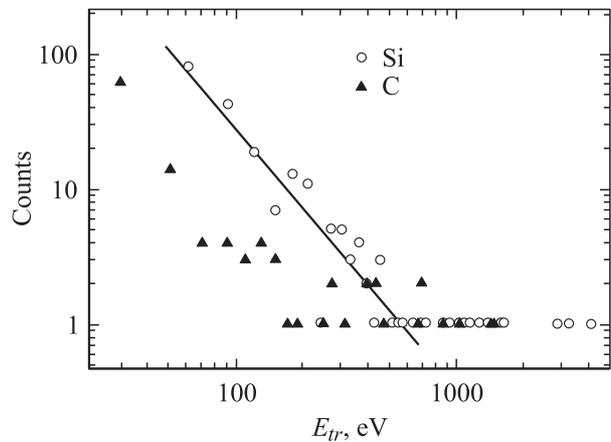


Рис. 1. Распределение энергии, передаваемой атомам пленки карбида кремния при прохождении протонов с энергией 8 МэВ. Толщина пленки 30 мкм, статистика приведена для 985 протонов.

Как следует из таблицы, общее число столкновений („продуктивных“ в отношении образования вакансий) в расчете на падающий протон составляет  $(276 + 113)/985 = 0.40$ . Однако в возникающих далее благодаря атомам отдачи каскадах также происходит рождение пар вакансия–межузельный атом, что приводит (при статистике  $\approx 2 \cdot 10^4$  протонов) к результирующему значению 1.28 вакансии на падающий протон.

Показательно, что в столкновениях с протонами энергия передается атомам малыми порциями (см. рис. 1 и последнюю графу таблицы). Падение числа случаев с ростом передаваемой в акте энергии ( $E_{tr}$ ) происходит для атомов Si, согласно аппроксимации (см. прямую линию на рис. 1), пропорционально  $1/E_{tr}^{1.92}$ . Последнее практически совпадает с аналитическим выражением  $1/E_{tr}^2$ .

## 3. Результаты облучения транзисторных структур

### 3.1. Измерения емкости

При измерениях емкости транзистора в функции смещения на коллекторе  $C(U)$  допускалось, что емкость эмиттера ( $C_{em}$ ) остается неизменной. Поскольку

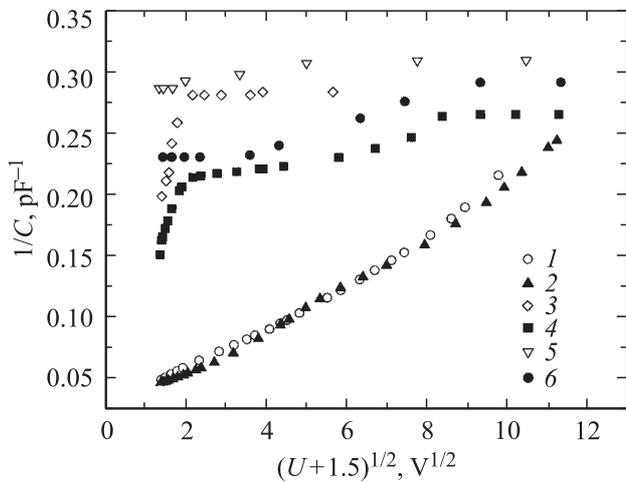
$$1/C(U) = 1/C_{em} + 1/C(U)_{col}, \quad (1)$$

где  $C(U)_{col}$  — емкость коллектора, величину концентрации ( $N_a - N_d$ ) можно получить из значений квадрата производной<sup>2</sup>

$$[d(1/C)/d\sqrt{U}]^2 \propto 1/(N_a - N_d). \quad (2)$$

После дозы  $10^{13}$   $p/\text{см}^2$ , как и ожидалось, произошло существенное изменение эффективной концентрации за-

<sup>2</sup> В случае диодов обычно используется производная от квадрата  $1/C$ :  $[d(1/C^2)/dU] \propto 1/(N_a - N_d)$ .



**Рис. 2.** Зависимость емкости транзисторных структур от напряжения смещения коллектора при различных дозах облучения протонами. Кривые относятся к образцам: 1, 3, 5 — 22; 2, 4, 6 — 33. Доза,  $10^{13} \text{ см}^{-2}$ : 1, 2 — до облучения; 3, 4 — 1.0; 5, 6 — 2.0.

ряда примесей вследствие компенсации проводимости пленки. Это проявилось в изменении хода  $C(U)$ , где наблюдался участок насыщения (рис. 2). Значения  $N_a - N_d$ , определенные, согласно формуле (2), по линейному участку  $1/C = f(U^{1/2})$ , понизились от  $(7.1 - 7.5) \cdot 10^{14}$  до  $(1.8 - 2.6) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  для образцов 22 и 33 соответственно.

Увеличение дозы до  $2 \cdot 10^{13} \text{ p/cm}^2$  (и далее до  $5 \cdot 10^{13} \text{ p/cm}^2$ ) привело к более глубокой компенсации, и для насыщения значений емкости было достаточно контактной разности потенциалов.

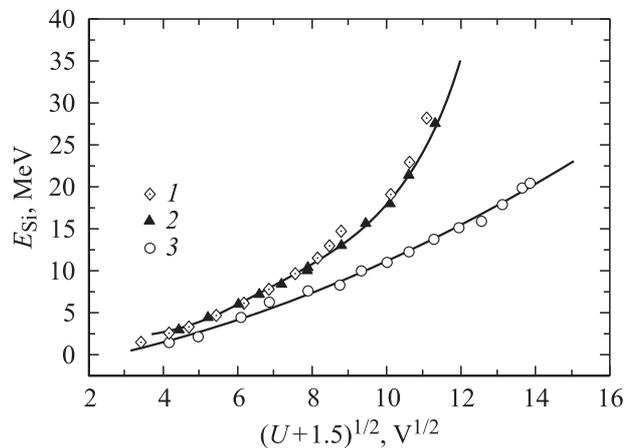
### 3.2. Измерения сигнала при регистрации $\alpha$ -частиц

Использовались  $\alpha$ -частицы с энергией 3.5 МэВ и пробегом в SiC  $\sim 10 \text{ мкм}$ , что соответствовало протяженности базы детектора. Указанное значение энергии достигалось за счет торможения  $\alpha$ -частиц  $^{238}\text{Pu}$  в воздушном зазоре 20 мм между источником и детектором. Фиксировались значения средней амплитуды спектра, его форма и ширина спектральной линии на уровне 0.5 от максимума (FWHM). Число каналов анализатора амплитуд составляло 4000. Калибровка цены канала по энергии проводилась с помощью кремниевого детектора.

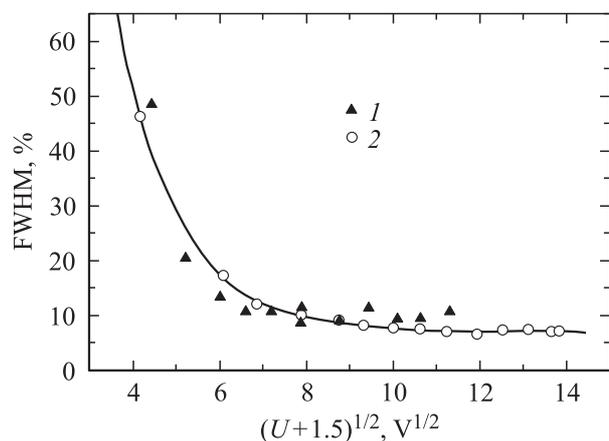
Ход средней амплитуды от смещения приведен на рис. 3, где величина 1.5 В учитывает контактную разность потенциалов. При отсутствии усиления заряда, внесенного в детектор  $\alpha$ -частицей, в используемом масштабе (в приближении равномерной по объему генерации заряда) должна наблюдаться линейная зависимость:  $E \propto W \propto (U + 1.5)^{1/2}$ . Формально на рис. 3 прослеживается, как с возрастанием дозы от  $1 \cdot 10^{13}$  до  $5 \cdot 10^{13} \text{ p/cm}^2$  суперлинейный рост сигнала  $E(U)$  сменяется близким к

линейному. Однако и при максимальной используемой дозе сигнал (с учетом средней энергии образования пары электрон-дырка в SiC, равной 7.7 эВ [7]) достигает 45 МэВ, что более чем в 10 раз превышает вносимую в базу детектора энергию.

Форма спектральной линии была гауссовой и величина FWHM в функции смещения в целом практически не менялась с дозой (см. рис. 4). Различие можно найти для участков выхода на минимальные значения FWHM, составлявшие менее 10%. Так, для дозы  $2 \cdot 10^{13} \text{ p/cm}^2$  можно проследить, что для достижения минимума необходимы смещения  $U \approx 50 \text{ В}$ . При дозе  $5 \cdot 10^{13} \text{ p/cm}^2$  это происходит при  $U > 100 \text{ В}$ . Указанные величины  $U$ , согласно рис. 2, заметно превышают значения, необходимые для обеднения базы.



**Рис. 3.** Зависимость средней амплитуды спектра сигналов транзисторной структуры в функции напряжения смещения коллектора при различных дозах облучения протонами. Образец 33, регистрируются  $\alpha$ -частицы с энергией 3.5 МэВ. Доза протонов,  $10^{13} \text{ см}^{-2}$ : 1 — 1.0, 2 — 2.0, 3 — 5.0.



**Рис. 4.** Зависимость ширины спектральной линии транзисторной структуры в функции напряжения смещения коллектора при различных дозах облучения протонами. Образец 33, регистрируются  $\alpha$ -частицы с энергией 3.5 МэВ. Доза протонов,  $10^{13} \text{ см}^{-2}$ : 1 — 2.0, 2 — 5.0.

## 4. Результаты облучения диодных структур

### 4.1. Измерения емкости

После облучения дозой  $10^{14}$  p/cm<sup>2</sup> образцы по ходу зависимостей  $C = f(U)$  разделились на две группы. Для первой зависимость  $C(U)$  наблюдалась, но при построении в координатах  $1/C = f[(U + 1.5)^{1/2}]$  экстраполяция начального участка к  $U + 1.5 = 0$  не приводила к значению  $1/C = 0$  (см. рис. 5). Этот факт указывает на возникновение в структуре некоторой области, размеры которой не зависят от смещения. В литературе [8] принят термин „область слабого поля“ ( $W_w$ ), поскольку падение напряжения на ней равно разности между уровнем Ферми и компенсирующим уровнем и сохраняется таковым независимо от  $U$ . В нашем случае значения  $W_w$  составляли до 5 мкм и оценка напряженности электрического поля дает величину  $F \approx 1$  кВ/см.

Для второй группы образцов емкость от смещения  $U$  не зависела, т.е. компенсация проводимости была более глубокой.

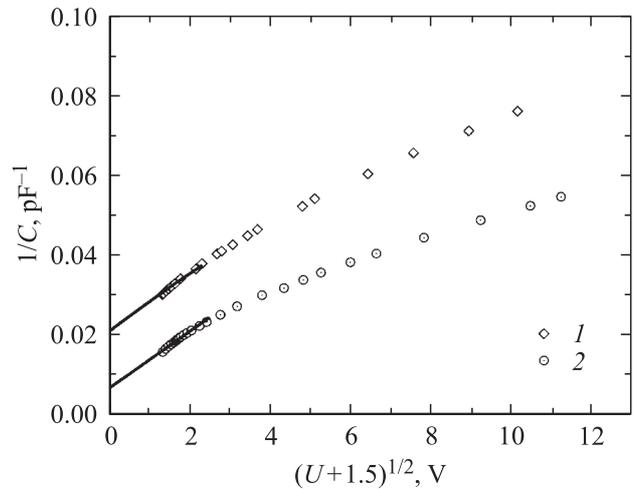
### 4.2. Измерения сигнала при регистрации $\alpha$ -частиц

Диоды второй группы позволяли прикладывать высокие смещения (до  $U = 1$  кВ) и проследить перенос заряда в сильных полях как в отношении амплитуды, так и формы спектральной линии. Использовались  $\alpha$ -частицы с энергией  $E_\alpha = 5.4$  МэВ, и для эффективности собирания неравновесного заряда (charge collection efficiency — CCE) достигнуты величины  $\approx 0.8$  при разрешении  $\text{FWHM} \leq 2\%$ . Форма линии при этом является гауссовой.

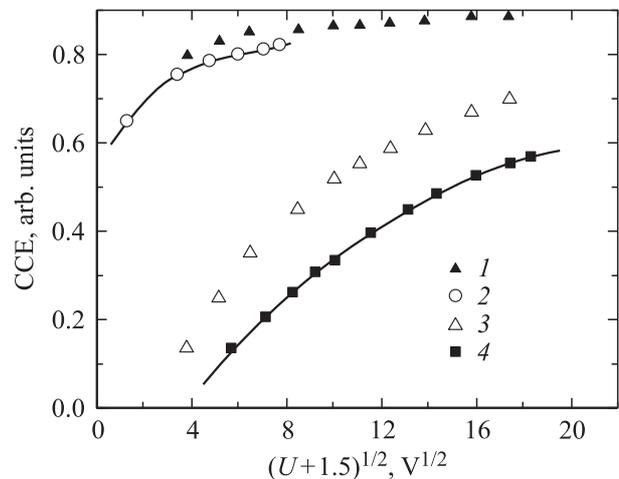
Однако характерного для транзистора хода сигнала от смещения достигнуто не было. Зона сильного поля ( $F \approx 70$  кВ/см), по оценкам, составила  $W \leq 15$  мкм, что оказалось недостаточным для взаимодействия эмиттер–коллектор при размерах базы 30 мкм.

Увеличение дозы до  $2 \cdot 10^{14}$  p/cm<sup>2</sup> также не привело к изменению характера зависимостей CCE и FWHM от смещения, но сказало на их величинах. Полярными в отношении хода  $\text{CCE}(U)$  являются диоды III-5 (сохранившие уровень  $\text{CCE} \approx 0.8$ ) и VI-4, значения CCE которого существенно упали (рис. 6, кривые 2 и 4). Обе отмеченные тенденции проявились в спектрах образца IV-3, где одновременно наблюдались две группы сигналов (кривые 1 и 3). Зависимость  $\text{CCE}(U)$  согласно меньшему пику IV-3<sub>min</sub> была подобна поведению образца VI-4, а для большего IV-3<sub>max</sub>, — практически совпадала со случаем  $\text{CCE} \approx 0.8$ .

Разрешение по энергии также деградировало и в лучшем случае (диоды III-5 и IV-3) составило  $\text{FWHM} = 3\%$ . Показательно, что для обоих пиков образца IV-3 значения  $\text{FWHM} = f(U)$  были идентичны. Этот факт поз-



**Рис. 5.** Зависимость емкости диодной структуры от смещения после облучения протонами дозой  $10^{14}$  см<sup>-2</sup>. Кривые 1 и 2 соответствуют образцам IV-3 и III-5. При экстраполяции к нулю оси абсцисс проявляются „области слабого поля“.



**Рис. 6.** Эффективность собирания заряда в диодной структуре в функции напряжения смещения после облучения протонами дозой  $2 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>. Кривые 1–4 соответствуют спектральным линиям образцов IV-3<sub>max</sub>, III-5, IV-3<sub>min</sub> и VI-4 (см. текст).

воляет объяснить наличие двух пиков согласно рис. 6. Вследствие неоднородности распределения примесей в исходной пленке компенсация проводимости происходит с различным темпом по площади образца. В общем случае диод подразделяется на несколько детекторов с индивидуальными условиями формирования сигнала. Диод IV-3 можно представить в виде двух детекторов, в одном из которых обеднение базы произошло не полностью. Как известно [9], наличие высокоомной базы приводит к понижению сигнала в  $W/d$  раз, что и характерно для пика IV-3<sub>min</sub>.

Наконец, обладавший наименьшей величиной CCE диод VI-4 имел и худшее разрешение  $\text{FWHM} = 7\%$ .

## 5. Заключение

Результаты работы проясняют рамки работоспособности детекторов на базе пленок  $p$ -SiC (политипов  $6H$  и  $4H$ ) при облучении протонами с энергией 8 МэВ при дозах до  $5 \cdot 10^{13}$  и  $2 \cdot 10^{14}$   $p/cm^2$  для транзисторных и диодных структур соответственно. Даже при максимальных дозах детекторы сохраняют способность к спектрометрии  $\alpha$ -частиц. Для транзисторов разрешение составляет  $\leq 10\%$  (при усилении сигнала более чем в 10 раз), а в случае диодов имеется группа с приемлемым для многих задач разрешением  $\approx 3\%$ .

Оба значения для верхнего предела указанных доз соответствуют введению первичных дефектов в концентрации, превышающей более чем на порядок исходные величины для нескомпенсированных примесей. В случае диодов концентрация первичных дефектов достигает  $8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Столь значительное число дефектов снижает величину времени жизни неравновесных носителей заряда, что проявляется в падении значений эффективности его переноса.

Одновременно наличие дефектов структуры приводит к положительному эффекту — понижению величины заряда нескомпенсированных примесей (компенсации проводимости  $p$ -пленок). Однако компенсация оказалась недостаточно глубокой для обеднения диодных структур с базой  $\approx 30$  мкм, что препятствовало наблюдению характерного для транзистора усиления сигнала.

Полученные результаты качественно близки к данным работы [3], выполненной на пленках  $6H$ -SiC  $n$ -типа проводимости. Однако для более полного сопоставления стойкости пленок SiC  $n$ - и  $p$ -типа необходимы дальнейшие исследования.

Работа выполнена в рамках программы RD50 (ЦЕРН) и при частичной поддержке гранта Президента РФ № НШ-2223.2003.02 и гранта INTAS 01-603. Толстые пленки выращивались в рамках гранта, совместного со Шведской академией наук.

## Список литературы

- [1] Е.В. Калинина, Г.Ф. Холуянов, Д.В. Давыдов, А.М. Стрельчук, А. Hallén, А.О. Константинов, В.В. Лучинин, А.Ю. Никифоров. ФТП, **37**, 1260 (2003).
- [2] A.A. Lebedev, N.B. Strokan, A.M. Ivanov, D.V. Davydov, N.S. Savkina, E.V. Bogdanova, A.N. Kuznetsov, R. Yakimova. Appl. Phys. Lett., **79**, 4447 (2001).
- [3] A.M. Ivanov, N.B. Strokan, D.V. Davydov, N.S. Savkina, A.A. Lebedev, Yu.T. Mironov, G.A. Riabov, E.M. Ivanov. Appl. Surf. Sci., **184**, 431 (2001).
- [4] *Ion Implantation. Science and Technology*, ed. by J.F. Ziegler (Academic Press. Inc., 1984).
- [5] W. Jiang, S. Thevuthasan, W.J. Weber, R. Grotzschel. Nucl. Instrum. Meth. B, **161–163**, 501 (2000).
- [6] S. Lazanu, I. Lazanu, E. Borchì, M. Bruzzi. Nucl. Instrum. Meth. A, **485**, 768 (2002).

- [7] А.М. Иванов, Е.В. Калинина, А.О. Константинов, Г.А. Онушкин, А. Hallén, Н.Б. Строкан, Г.Ф. Холуянов. Письма ЖТФ (2004).
- [8] S.M. Ryvkin, L.L. Makovski, N.B. Strokan, V.P. Subashieva, A.Kh. Khusainov. IEEE Trans. Nucl. Sci., **15** (3), 226 (1968).
- [9] В.К. Еремин, Н.Б. Строкан, Н.И. Тиснек. ФТП, **8**, 1157 (1974).

Редактор Л.В. Беляков

## Radiation hardness of transistor- and diode-type SiC-detectors on 8 MeV proton irradiation

N.B. Strokan, A.M. Ivanov, N.S. Savkina, A.A. Lebedev, V.V. Kozlovskii\*, M. Syvajarvi<sup>+</sup>, R. Yakimova<sup>+</sup>

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

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

<sup>+</sup> The Lincheping University of Sweden,  
58133 Lincheping, Sweden

**Abstract** Nuclear particle SiC detectors with a structure: high doped  $n^+$ -type substrate/epitaxial  $p$ -type layer/Schottky barrier were investigated. Structures with  $10 \mu\text{m}$  thickness of epitaxial layers ( $6H$ -polytype) showed transistor properties whereas those with  $30 \mu\text{m}$  thickness ( $4H$ -polytype) — only diode properties.

Transistor-type detectors have shown more than 10 times signal amplification. Amplification is well preserved, at least, up to a fluence of  $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  and the energy resolution of the detector stays below 10%.

Diode-type detectors did not show signal amplification. However even at the maximal fluence of  $2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  (an equivalent to  $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$  of relativistic protons) there was a group of samples with the energy resolution  $\sim 3\%$  that is acceptable for some tasks.