

УДК 621.315.592

Радиационная стойкость SiC и детекторы жестких излучений на его основе

Обзор

© А.А. Лебедев, А.М. Иванов[¶], Н.Б. Строкан

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

(Получен 5 марта 2003 г. Принят к печати 30 апреля 2003 г.)

Анализируются полученные к настоящему времени результаты по исследованию радиационной стойкости SiC и разработке детекторов ядерных излучений на его основе. Приведены данные по энергиям ионизации, сечениям захвата и возможной структуре центров, образующихся в SiC под воздействием облучения различными типами частиц. Рассмотрено влияние облучения на концентрацию носителей заряда и рекомбинационные процессы в карбиде кремния.

Описание результатов разработки и исследования параметров детекторов проведено в двух аспектах. Во-первых, отражены специфические возможности SiC-детекторов в задачах ядерной физики и техники; приведены типичные примеры использования детекторов. Во-вторых, пояснена связь характеристик детекторов со свойствами исходного материала; описан ряд методов определения конкретных параметров SiC исходя из характеристик детекторов.

Сделано заключение, что прогресс последних лет в получении совершенных пленок SiC (разностная концентрация примесей $(3 \cdot 10^{14} - 3 \cdot 10^{15}) \text{ см}^{-3}$, плотность полых каналов — micropipe-дефектов до 1 см^{-2}) позволил SiC войти в категорию материалов, пригодных для создания современных детекторов. Технологические возможности SiC отнюдь не исчерпаны и, несомненно, уже в ближайшее время будут реализованы различные (в том числе, многоэлементные) конфигурации детекторов.

1. Введение

Современная цивилизация нуждается во все большем потреблении энергии для продолжения своего развития. В будущем основными источниками энергии скорее всего будет атомная энергетика и преобразование солнечного излучения с помощью наземных и орбитальных конвертеров. Повышение надежности работы атомных электростанций и устройств космической техники требует использования радиационно-стойкой электроники. Под радиационной стойкостью обычно понимают неизменность параметров полупроводника или полупроводникового прибора при его облучении ядерным излучением. Чем большая доза облучения необходима для начала изменения параметров, тем более радиационно-стойким считается полупроводник. Традиционно к потенциально радиационно-стойким относят полупроводники с большой энергией связи — алмаз, нитрид бора, SiC. Достигнутые в последние 10–15 лет успехи в развитии технологии позволили получать на основе SiC приборы, оправдавшие его потенциальные возможности в области коммутируемой мощности и высоких рабочих температур. Теперь становится актуальной проверка соответствия радиационной стойкости SiC существующим теоретическим ожиданиям. Таким образом, целью работы было обобщить имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные и оценить соответствие параметров приборов на основе SiC теоретическим ожиданиям.

В разд. 2 и 3 данного обзора рассмотрены общие понятия радиационной стойкости полупроводников применительно к SiC и свойства радиационных дефектов (РД), возникающих в этом материале после различных видов облучения. В разд. 4 рассмотрены параметры детекторов ядерных излучений на основе SiC, так как детекторы ядерных частиц позволяют в наиболее жесткой и прямой форме провести сравнение радиационной стойкости полупроводниковых материалов, из которых они были изготовлены. Детекторы наиболее чувствительны к целой совокупности свойств: к деградации параметров переноса носителей и возникновению их неоднородности, к стабильности во времени величины (и знака) объемного заряда примесей, к наличию глубоких центров как при захвате, так и при генерации носителей заряда.

Разд. 2, 3 обзора написаны А.А. Лебедевым, разд. 4 — Н.Б. Строканом и А.М. Ивановым.

2. Радиационные дефекты, образующиеся в SiC под воздействием различных видов облучения

2.1. Пороговая энергия дефектообразования

Как отмечалось выше, радиационная стойкость обычно выше в полупроводниках с большей энергией связи. Для характеристики этой зависимости вводят параметр — пороговая энергия дефектообразования (E_d).

[¶] E-mail: alexandr.ivanov@pop.ioffe.rssi.ru

Таблица 1. Расчетные и экспериментальные значения пороговой энергии дефектообразования для некоторых полупроводников

Параметр	GaAs	Si	3C-SiC	Алмаз	6H- и 4H-SiC
Постоянная решетки a_0 , Å	5.65	5.431	4.36	3.57	3.08
E_d , эВ (расчет согласно (1))	9	12.8	37	80	153
E_d , эВ (эксперимент)	8–20 [2]	13–20 [2]	106 [4] 54–90 [5]	60–80 [2]	97 [6] 20–35 [7]

Под величиной E_d понимают минимальную энергию, которую должна передать частица полупроводниковой матрице для образования в ней пары Френкеля, т.е. вакансии и межузельного атома [1,2]. Теоретический расчет величины E_d связан с решением задачи многих тел и имеет ряд трудностей, связанных с выбором вида и констант потенциалов взаимодействия, а также других параметров [2]. При экспериментальном определении E_d обычно отслеживают изменение лишь одного выбранного параметра материала под действием облучения, хотя радиация воздействует на все свойства полупроводника одновременно. Поэтому значения E_d имеют существенный разброс и зависят от использовавшейся методики эксперимента. В работе [3] отмечается связь между величиной E_d и постоянной решетки (a_0) данного полупроводника, которая удовлетворяет феноменологическому соотношению

$$1.117E_d = (10/a_0)^{4.363}, \quad (1)$$

где E_d измеряется в эВ, a_0 — в Å.

В табл. 1 представлен расчет значений E_d по формуле (1) для ряда полупроводников, а также экспериментальные данные по определению E_d . Как видно из таблицы, имеется значительный разброс в экспериментальных значениях E_d для карбида кремния. Возможно, это связано со структурным несовершенством кристаллов SiC, что особенно касается работ, выполненных до середины 90-х годов. При этом для кубического карбида кремния (3C-SiC) экспериментальная величина E_d оказалась выше, а для гексагонального ниже значений, найденных по формуле (1). Поскольку несовершенство кристаллического строения 3C-SiC до сих пор значительно выше по сравнению с 6H- или 4H-SiC, можно предположить, что величина E_d для всех политипов SiC не превосходит 30–35 эВ. Это в 1.5–2 раза выше, чем для Si и GaAs, и в 2–2.5 раза ниже, чем для алмаза. Однако в любом случае необходимы дополнительные

Таблица 2. Число возникающих первичных радиационных дефектов для ряда полупроводников, нормированное на соответствующую величину для карбида кремния

Полупроводник	Протоны	Пионы	Космические лучи
Алмаз	1.2	0.7	0.5
Кремний	2.4	4.1	3.3
Арсенид галлия	12	43.8	27.5

эксперименты для точного определения величины E_d на эпитаксиальных пленках SiC современного качества. Для SiC как материала, перспективного с точки зрения использования в высокотемпературной электронике, так же представляется важным определение температурной зависимости величины E_d .

Значения пороговых энергий позволяют рассчитать число первично созданных радиационных дефектов. Для материалов, представляющих интерес для задач физики высоких энергий (регистрация релятивистских частиц и полей космического излучения), в [8] получены данные, приведенные в табл. 2. Видно, что по этому параметру SiC незначительно уступает алмазу, но заметно превосходит кремний и тем более арсенид галлия.

2.2. Параметры радиационных дефектов

2.2.1. Облучение электронами. При исследовании *n*-6H-SiC, облученного электронами с энергиями в диапазоне 3.5–4 МэВ, в верхней половине запрещенной зоны были обнаружены уровни глубоких центров (ГЦ) с энергиями 0.35, 0.6 и 1.1 эВ [9]. Все эти ГЦ отжигались при температурах ~ 1300 К. В соответствии с их энергиями ионизации данные центры можно сопоставить с известными структурными дефектами *S* (E_1/E_2), Z_1/Z_2 и центром $E_c-1.06$ эВ [10]. Эти исследования были повторены позже с использованием электронов с энергией 2 МэВ [11]. Кроме увеличения фоновой концентрации центров E_1/E_2 и Z_1/Z_2 были обнаружены новые центры E_3/E_4 ($E_c-0.57$ эВ). Подобное увеличение концентрации центров *S* (E_1/E_2) наблюдалось после облучения электронами с энергией 2 МэВ в работе [12]. Кроме того были обнаружены ГЦ $E_c-0.51$ эВ, которые отжигались при температурах ~ 1100 К. Наиболее стабильными по отношению к отжигу были *S*-центры, которые сохранялись до температур ~ 1300 К.

После облучения электронами с энергиями 2–2.5 МэВ в 4H-SiC [12–14], кроме увеличения концентрации фоновых центров Z_1 , было обнаружено появление целой серии ГЦ: EH_1 ($E_c-0.45$ эВ), EH_2 ($E_c-0.68$ эВ), EH_4 ($E_c-0.72$ эВ), EH_5 ($E_c-1.15$ эВ), EH_6/EH_7 ($E_c-1.65$ эВ) и HN_1 ($E_v+0.35$ эВ). Многие из этих центров также появлялись после имплантации He и некоторых других ионов [15]. В двух недавних публикациях [16,17] сообщалось, что было найдено несколько новых центров: $E_c-0.2$ эВ, $E_c-0.32$ эВ, $E_c-1.34$ эВ. Большинство из всех перечисленных ГЦ существуют в материале и без облучения. Их структура обычно

Таблица 3. Параметры и свойства радиационных дефектов в 6H-SiC

Облучение протонами [38,39]			Облучение нейтронами [24]	Облучение электронами [17]	Структурные дефекты	Возможная структура
Энергия уровня E_i , эВ	σ_n , см ²	Температура отжига, К	Энергия уровня E_i , эВ	Тип дефекта	Тип дефекта	
0.16–0.2	$6 \cdot 10^{-17}$	800–950	0.13; 0.24	L_1/L_2	E_1/E_2 [15]; S [40]	Первичный дефект [39] V_{Si} -комплекс [41,42] V_C [17,42]
0.36/0.4	$2 \cdot 10^{-15}$	1100–1800	0.5	L_3/L_4		
0.5	$5 \cdot 10^{-15}$	800–950		L_6	Z_1/Z_2 [15]	$V_C + V_{Si}$ [15,39]
0.7	$4 \cdot 10^{-15}$	1100–1800	L_7/L_8			
0.8	$4 \cdot 10^{-15}$	1100–1800	L_9	R [40]	$V_C + V_{Si}$ [39,43]	
1.1–1.22	$2 \cdot 10^{-15}$	1100–1800	L_{10}			

Примечание. Энергия E_i отсчитывается от дна зоны проводимости. σ_n — сечение захвата электронов.

определялась как чисто дефектная. В работе [18] из анализа влияния технологических условий роста 4H-SiC на концентрацию $Z_{1,2}$ высказывалось предположение, что такой центр является комплексом атома азота и межузельного атома С или, что менее вероятно, атома N и кремневой вакансии (V_{Si}). В работе [16] структура ГЦ с энергетическим положением $E_c - 0.5$ эВ также была определена как примесно-вакансионный комплекс, так как эти центры имели низкую концентрацию насыщения и слабую термическую стабильность.

В *p*-6H-SiC были обнаружены два типа глубоких центров $E_v + 0.55$ эВ и $E_v + 0.78$ эВ после облучения электронами с энергией 1.7 МэВ [19]. Оба типа центров отжигались при температурах 500–800 К. Согласно данным электронного парамагнитного резонанса (ЭПР), облучение *p*-6H-SiC электронами с энергией 300 кэВ образует пары Френкеля $V_{Si}-Si_i$ наряду с изолированными кремневыми вакансиями. Облучение электронами с энергией 2 МэВ приводит к появлению только моновакансий V_{Si} [20]. При исследовании методом фото-ЭПР *p*-4H-SiC, облученного электронами с энергией 2.5 МэВ, был сделан вывод, что глубокий донор ($E_v + 1.47$ эВ) можно сопоставить с положительно заряженной углеродной вакансией [21].

2.2.2. Облучение нейтронами. Ряд ГЦ наблюдался в SiC после облучения нейтронами ($E_c - 0.5$ эВ, $E_c - 0.24$ эВ и $E_c - 0.13$ эВ) [22–24]. В [25,26] было высказано предположение, что после отжига происходило образование стабильных вакансионных комплексов, которые не являлись электрически активными [25,26]. В [24,27] было обнаружено, что в *p*-SiC после облучения нейтронами до отжига наблюдалась слабая электронная проводимость [24,27]. Существует еще несколько работ по исследованию влияния нейтронного облучения на свойства SiC [28,29]. Больше всего исследовалось влияние нейтронного облучения на вольт-амперные характеристики различных приборов. Установлено, что скорость удаления носителей (число удаленных носителей на 1 нейтрон и 1 см) составляет величину ~ 4.5 см⁻¹, что приблизительно в 3 раза ниже, чем в кремнии [30]. В облученном нейтронами 3C-SiC были обнаружены

ГЦ с энергетическим уровнем $E_c - 0.49$ эВ, которые отжигались при температурах ~ 650 К [31]. Измеренная величина скорости удаления носителей составляла 7.2 см⁻¹, что близко к значению 7.8 см⁻¹, полученному для кремния, облученному тем же спектром нейтронов. При исследовании подвижности носителей в *n*-SiC, облученном реакторными нейтронами, отмечалось, что существует две стадии отжига: при 350 и 500 К [32].

2.2.3. Облучение α -частицами. Сообщалось [33], что облучение 6H-SiC *n*- и *p*-типа проводимости α -частицами приводит только к увеличению концентрации уже существовавших фоновых дефектов. В данной работе делался вывод, что радиационная стойкость SiC не хуже чем InP, другого радиационно-стойкого полупроводника. Подробно воздействие облучения ионами He⁺ на 4H- и 6H-SiC рассматривалось в работе [15]. Параметры обнаруженных РД в основном совпадали с параметрами РД, обнаруженных ранее в SiC, облученном электронами.

2.2.4. γ -облучение. Результаты исследования спектров ЭПР кристаллов 4H- и 6H-SiC *p*-типа проводимости представлены в работе [34]. Было обнаружено три типа парамагнитных дефектов, разрушающихся при 160°C. Предполагалось, что этот спектр относится к одному типу центров, состоящих из вакансий углерода или комплекса, включающего примесный атом Al и атом С, занимающий кремниевую или межузельную позицию.

2.2.5. Облучение протонами. Детальное исследование ГЦ, образующихся в 4H-SiC и 6H-SiC *n*-типа проводимости после облучения протонами с энергией 8 МэВ, было выполнено в работах [33–37]. По своим параметрам центры были близки к ранее обнаруженным в SiC, облученном электронами (табл. 3 и 4). Данные ЭПР показали, что обнаруженные центры являются или вакансиями углерода ($E_c - 0.5$ эВ в 6H-SiC; $E_c - (0.63 \div 0.7)$ эВ в 4H-SiC) или парой вакансий в подрешетках углерода и кремния. Различные энергии термической ионизации центров при одинаковой предполагаемой структуре ($V_{Si} + V_C$), по-видимому, можно объяснить различными расстояниями между компонентами пар (вакансиями),

Таблица 4. Параметры и свойства радиационных дефектов в 4H-SiC

Облучение протонами [39]			Облучение электронами [12–14,16,17]	Имплантация He ⁺ [15]	Структурные дефекты	Возможная структура
Энергия уровня E_t , эВ	σ_n , см ²	Температура отжига, К	Энергия уровня, тип дефекта	Тип дефекта	Энергия уровня, тип дефекта	
0.18	$6 \cdot 10^{-15}$	800–950	$E_c - 0.2$ эВ	P_1/P_2	$E_c - (0.18 \div 0.2)$ эВ [44]	Первичный дефект [39] вакансия + примесь [16] V_C [39], V_{Si} -комплекс [45] $N + V_{Si}$, [18] } $V_C + V_{Si}$ [39,47]
0.63–0.7	$5 \cdot 10^{-15}$	1100–1800	EH_1 ($E_c - 0.45$ эВ) EH_2, EH_4	Z_1	Z_1 [15]	
0.96	$5 \cdot 10^{-15}$	1100–1800		$RD_{1/2}$		
1.0	$1 \cdot 10^{-16}$	1100–1800	EH_5	RD_3	$E_c - 1.1$ эВ [46]	
1.5	$2 \cdot 10^{-13}$	1100–1800	EH_6/EH_7	RD_4		

Примечание. Энергия E_t отсчитывается от дна зоны проводимости. σ_n — сечение захвата электронов.

характерными для каждого из этих РД. Подобные результаты были получены при исследовании методом позитронной спектроскопии *n*-6H-SiC, облученного протонами с низкими энергиями [43,48]. Было обнаружено, что после облучения происходит образование различных типов дивакансий $V_{Si} + V_C$, а также отдельных вакансий, которые отжигались при температурах $\sim 900^\circ\text{C}$ [48]. Предполагалось также, что одна из дивакансий ответственна за ГЦ вблизи середины запрещенной зоны [43]. В то же время в работе [49] сообщалось, что в 6H- и 4H-SiC *n*-типа проводимости, облученных протонами с энергией 12 МэВ, обнаружены только кремниевые моновакансии, которые отжигались при температурах $\sim 1100^\circ\text{C}$. В работе [50] анализировались данные по исследованию *n*-6H-SiC, облученном протонами с различными энергиями. Показано, что наибольшей скоростью введения обладают *R*-центры ($E_c - 1.1$ эВ) и ее величина составляет 0.17, 70 и 700 см^{-1} для протонов с энергией 1 ГэВ, 8 МэВ и 150 кэВ соответственно.

2.3. „Дефектная“ люминесценция

Коротковолновая люминесценция в диапазоне энергий фотонов 2.3–2.6 эВ была обнаружена В.В. Макаровым в 1966 г. [51] в кристаллах *n*-6H-SiC после их облучения ионами К и Li с последующим отжигом. Спектр люминесценции состоял из двух триплетов узких линий (*H*- и *L*-линии), расположенных вблизи энергии 2.6 эВ, и широкой бесструктурной полосы с максимумом излучения при 2.35 эВ. В работах [52,53] было установлено, что широкая полоса не является развитием тонкой структуры, и высказано предположение, что она обусловлена излучательной рекомбинацией с участием донорного уровня азота и акцепторного центра, возникающего в процессе имплантации. В работе [54] были подробно исследованы структура *H*- и *L*-линий, температурные зависимости спектра люминесценции, а сам спектр назван D_1 . Спектр D_1 был зарегистрирован в SiC после облучения электронами [55], нейтронами [56] и различными типами ионов [53], что позволило сформировать на основе 6H-SiC, ионно-легированного Al

и Ga, эффективные светодиоды, излучающие в зеленой области спектра [57]. В других политипах SiC облучение приводило к возникновению люминесценции с аналогичными свойствами [52]. Поскольку такая люминесценция возникает в результате облучения или внедрения в SiC различных типов ионов, предполагалось, что центр — активатор люминесценции имеет либо чисто дефектную структуру, либо является комплексом: (собственный дефект)–(атом фоновой примеси) [58–60]. В работе [61] было обнаружено появление экситонов, связанных на ГЦ. Однако уровней, относящихся к этим центрам, обнаружено не было. Предполагалось, что спектр D_1 может быть обусловлен центрами Z_1 (в 4H-SiC) [15] или *i*-центрами (в 6H-SiC) [62].

В целом из рассмотрения результатов исследования РД в SiC можно заключить, что спектр радиационных дефектов в каждом из политипов карбида кремния практически не зависит от технологии выращивания образцов и от вида использовавшихся для облучения частиц (протоны, электроны, α -частицы). Кроме того, облучение в основном приводит лишь к увеличению концентрации уже имевшихся в материале ГЦ. Согласно данным ЭПР, подавляющее количество РД состоит из элементарных дефектов решетки — вакансий, атомов в междоузлиях (или их пар). Во всех рассмотренных нами работах облучение SiC проводилось при комнатной температуре или ниже. По-видимому, первичные РД в SiC при таких температурах обладают малой подвижностью и не способны образовывать сложные комплексы — вторичные РД, включающие, например, примесные атомы.

3. Влияние облучения на свойства материала

3.1. Время жизни неосновных носителей заряда

Известно, что облучение используется для уменьшения времени жизни в быстродействующих приборах на основе Si. Для SiC таких исследований практически не

Таблица 5. Значения V_d для SiC и Si по данным разных авторов

Полупроводник	$N_d^+ - N_a^-$, см ⁻³	Частицы/Энергия/Доза	V_d , см ⁻¹	Литература
4H-SiC	$1 \cdot 10^{15}$ $2 \cdot 10^{18}$	$\alpha/1.7$ МэВ/ $2 \cdot 10^9$ см ⁻²	$4 \cdot 10^5$	[65,66]
		$H^+/350$ кэВ/ $1 \cdot 10^{14}$ см ⁻²	$2 \cdot 10^4$	[67]
		Протоны/8 МэВ/ $6 \cdot 10^{14}$ см ⁻²	130	[39]
		То же	67*	[39]
6H-SiC	$4 \cdot 10^{16}$ То же	$\alpha/5.5$ МэВ/ $2 \cdot 10^{11}$ см ⁻²	$7.8 \cdot 10^4$	[33]
		Нейтроны	4.5	[69]
		Протоны/8 МэВ/ $6 \cdot 10^{14}$ см ⁻²	17	[39]
		То же	-45*	[39]
3C-SiC	10^{16}	Нейтроны/1 МэВ/ 10^{14} см ⁻²	7.2	[68]
		Электроны/1 МэВ	0.014	[70]
Si		$\alpha/1.7$ МэВ/ $2 \cdot 10^9$ см ⁻²	$5 \cdot 10^4$	[65,66]
		Нейтроны/1 МэВ/ 10^{14} см ⁻²	7.8	[68]
		Электроны/1 МэВ	0.01-0.1	[2]
		Протоны/8 МэВ/ $6 \cdot 10^{14}$ см ⁻²	200-350	[71,72]

Примечание. * $T = 650$ К. Остальные значения получены при $T = 300$ К.

проводилось, так как более актуальным в данном материале является увеличение времени жизни неосновных носителей заряда. Тем не менее такая задача может возникнуть в будущем. Пока нет общепринятого мнения о том, какие глубокие центры контролируют время жизни в SiC. Для 6H-SiC было показано, что такими центрами могут быть R-центры с уровнем $E_c - 1.1$ эВ, расположенным вблизи середины запрещенной зоны данного полупроводника [63]. В [37] проводились измерения величины диффузионной длины дырок (L_p) в n-6H-SiC, облученном различными дозами протонов с энергией 8 МэВ. На рис. 1 представлена зависимость величины

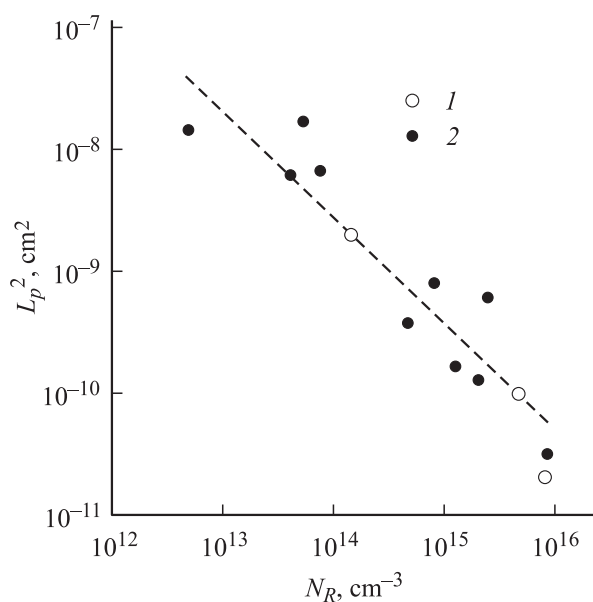


Рис. 1. Зависимость диффузионной длины дырок от концентрации R-центров [37]. 1 — образец после различных доз облучения и отжига; 2 — необлученные образцы.

L_p^2 от концентрации R-центров (N_R). Как видно из рисунка, при облучении образцов наблюдается зависимость $L_p^2 \propto 1/N_R$, так же как это было в образцах без облучения. Таким образом в n-6H-SiC, где скорость введения R-центров значительно выше, чем всех остальных РД, методика радиационного контроля времени жизни может оказаться перспективной.

3.2. Скорость удаления носителей заряда в карбиде кремния

Образование радиационных дефектов с глубокими уровнями в запрещенной зоне полупроводника приводит к перераспределению носителей заряда и изменению проводимости материала. В случае облучения материала n-типа проводимости происходит переход электронов из зоны проводимости на глубокие радиационные дефекты акцепторной природы.

В результате проводимость материала уменьшается, и при больших дозах облучения полупроводник может стать изолятором. Для описания этого процесса в различных материалах используется такой параметр, как скорость удаления носителей V_d :

$$V_d = \Delta n / \Phi = (n_0 - n) / \Phi, \quad (2)$$

где n_0 и n — концентрации носителей в зоне проводимости до и после облучения, Φ — доза облучения. В работе [64] были рассмотрены особенности определения параметра V_d для карбида кремния и широкозонных полупроводников (WBS) вообще. Для полупроводников с большим значением ширины запрещенной зоны E_g в результате облучения возможно образование ГЦ с энергией ионизации $\gtrsim 1$ эВ. Такие центры практически не будут ионизованы при комнатной температуре, и величина V_d будет иметь температурную зависимость даже

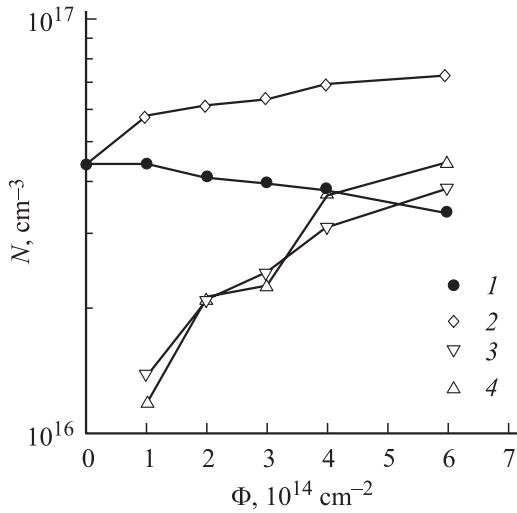


Рис. 2. Зависимость характерных концентраций N в $6H$ -SiC от дозы облучения протонами [39]. 1, 2 — $(N_d^+ - N_a^-)$ при $T = 300$ (1) и 650 К (2); 3 — их разность; 4 — концентрация центров $E_c - (1.1 \div 1.22)$ эВ.

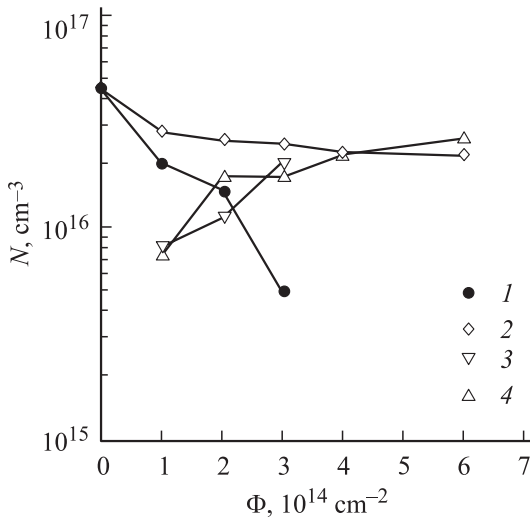


Рис. 3. Зависимость характерных концентраций N в $4H$ -SiC от дозы облучения протонами [39]. 1, 2 — $(N_d^+ - N_a^-)$ при $T = 300$ (1) и 650 К (2); 3 — их разность; 4 — суммарная концентрация радиационных центров ($RD_{1/2} + RD_3 + RD_4$).

при температурах, значительно выше комнатных — будет уменьшаться с увеличением температуры измерения.

Рассмотрим теперь экспериментальные работы, где была определена величина V_d при облучении политипов SiC различными типами заряженных частиц. Результаты данных работ, а также известные из литературы значения V_d для кремния, полученные при тех же условиях облучения, представлены в табл. 5.

По данным большинства работ при температуре $T = 300$ К $V_d(\text{Si}) \geq V_d(\text{SiC})$. Из общего числа выпадают данные работ [65,66], где эти величины имеют обратное соотношение, причем $V_d(\text{SiC})/V_d(\text{Si}) \sim 10$. В упомянутых работах облучение проводили α -частицами с энерги-

ей 1.7 МэВ дозой $2 \cdot 10^9$ см $^{-2}$. Пробеги составляли: в SiC 3.8 мкм, в Si 5.9 мкм. Следует отметить, что авторы работ [65,66] следили за эффектами только в конце пробега частиц, а значит, эффект мог быть обусловлен не столько радиационными дефектами, сколько образовавшимся на этой глубине гелием.

Кроме того, результаты работ [65–70] были получены при комнатных температурах, где для SiC величина V_d еще велика. Исследование ГЦ, образующихся в $4H$ -SiC и $6H$ -SiC n -типа проводимости после облучения протонами с энергией 8 МэВ, было выполнено в работах [35–39]. После облучения было установлено уменьшение разностной концентрации ионизованных доноров и акцепторов $N_d^+ - N_a^-$, измеренной при комнатной температуре, и увеличение значения $N_d^+ - N_a^-$ при нагреве структуры до 650 К. Для $6H$ -SiC величина $N_d^+ - N_a^-$, измеренная при 650 К, была даже выше, чем в необлученных образцах. С увеличением дозы это различие для облученных и необлученных образцов увеличивалось (рис. 2 и 3). Таким образом, измерения, выполненные при высоких температурах, подтвердили, что для SiC либо $V_d(300 \text{ К}) > V_d(650 \text{ К})$ ($4H$ -SiC), либо $V_d(650 \text{ К})$ становится отрицательной ($6H$ -SiC) [39]. Очевидно, что при облучении n - $6H$ -SiC происходит образование РД как донорной, так и акцепторной природы, причем доноры преобладают. По-видимому, такой же механизм имеет место и в случае p - $6H$ -SiC, при облучении которого наблюдалось изменение типа проводимости $p \rightarrow n$ [39].

Ранее [73] в отношении образования радиационных дефектов в WBS был развит подход, при котором рассматривается механизм, подобный самокомпенсации проводимости. Согласно [73], изменение типа проводимости под действием облучения характерно лишь для узкозонных полупроводников. В то же время проводимость WBS под действием облучения стремится к собственной. Действительно, такое предположение соответствует эксперименту, если ограничить диапазон измерения V_d в WBS комнатными температурами. Если же учитывать температурную зависимость V_d , то упомянутый подход справедлив только для $4H$ -SiC. Для $6H$ -SiC и, по-видимому, $3C$ -SiC [74] наблюдается увеличение значения разностной концентрации доноров и акцепторов $N_d^+ - N_a^-$ под действием облучения.

Таким образом, измерения V_d при комнатной температуре не выявляют пригодности приборов на основе WBS для работы при высоких температурах.

3.3. Радиационное легирование (компенсация) SiC

Другим важным аспектом исследования взаимодействия ионизирующего излучения с веществом является радиационное легирование (РЛ). За счет РЛ в полупроводнике возможно формирование локальных областей с высоким удельным сопротивлением, необходимых для создания конкретного прибора. Обычно считают, что радиационная стойкость и возможность РЛ являются

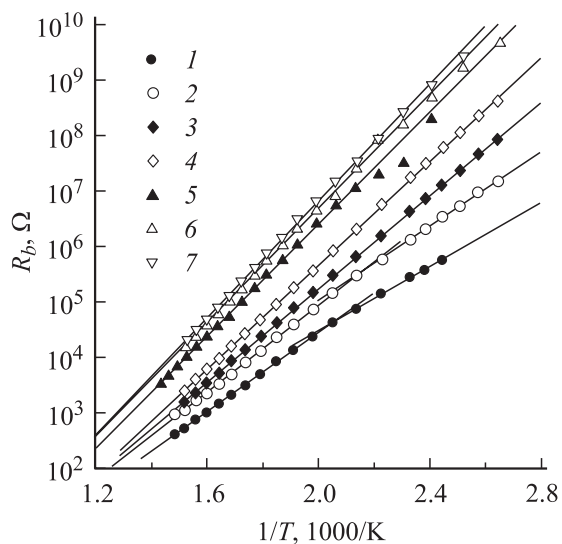


Рис. 4. Температурные зависимости прямого сопротивления диода Шоттки на основе 6H-SiC при дозах облучения Φ , 10^{14} см^{-2} : 1 — 3, 2 — 4, 3 — 6, 4 — 10, 5 — 20, 6 — 50, 7 — 100.

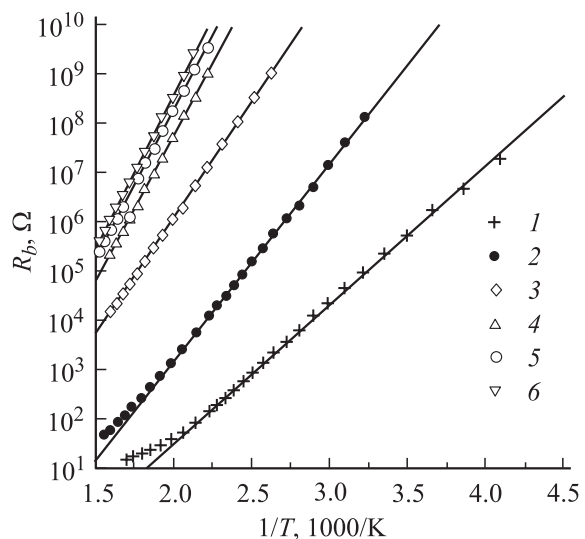


Рис. 5. Температурные зависимости прямого сопротивления диода Шоттки на основе 4H-SiC при дозах облучения Φ , 10^{14} см^{-2} : 1 — 6, 2 — 10, 3 — 20, 4 — 50, 5 — 100, 6 — 200.

противоположными характеристиками материала, т.е. если полупроводник является радиационно-стойким, то он не считается перспективным для его компенсации методом РЛ.

Далее мы покажем, что в случае SiC такая оценка не совсем правильна. Известно, что SiC перспективен не только с точки зрения высокотемпературной электроники, но и применительно к ряду приборов, не предназначенных для работы при высоких температурах. Прежде всего это высокочастотные приборы (диоды Шоттки, некоторые виды полевых транзисторов), в структуру которых входит контакт металл-полупроводник. Такой

контакт, как правило, быстро деградирует с повышением температуры независимо от предельно возможных рабочих температур собственно полупроводника. Если рабочие температуры прибора не сильно превосходят 300 К, то для оценки эффективности РЛ SiC мы можем использовать значения V_d , полученные при этой температуре. Другим важным параметром эффективности РЛ является максимальное значение удельного сопротивления (ρ_M), которое может быть получено в полупроводнике.

В результате облучения уровень Ферми в материале *n*-типа проводимости будет смещаться к уровню наиболее глубокого из образующихся ГЦ. Величина ρ_M будет определяться концентрацией носителей в зоне проводимости полупроводника, т.е. глубиной и степенью ионизации данного РД. Чем больше ширина запрещенной зоны полупроводника, тем более глубокие РД в нем могут образовываться и тем в меньшей степени они будут ионизованы при данной температуре. Таким образом, WBS имеют большие преимущества перед узкозонными материалами при получении высокоомных слоев, причем полуизолирующие свойства слоев будут сохраняться и при температурах выше комнатной. Как показывают данные работы [63], сопротивление 4H-SiC при $T = 450^\circ\text{C}$ равно максимально достигнутому значению для GaAs ($\sim 10^9 \text{ Ом} \cdot \text{см}$) при комнатной температуре.

В ряде работ была исследована возможность протонной (водородной) пассивации карбида кремния [67,75–78]. Было показано, что после облучения протонами с энергией 350 кэВ и дозой $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ удельное сопротивление *n*-4H-SiC при комнатной температуре превышает $8 \cdot 10^6 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ [67]; с нагревом образца его сопротивление быстро падало. Облучение протонами с энергией 8 МэВ [39] также приводило к увеличению омического сопротивления 4H- и 6H-SiC-структур при прямых смещениях (R_b) при комнатной температуре. В отличие от 6H-SiC, в 4H-SiC наблюдалось не увеличение, а уменьшение суммарной концентрации нескомпенсированных доноров в облученных протонами образцах. Это показывает, что под действием облучения происходит образование акцепторных центров в нижней половине или разрушение донорных центров в верхней половине запрещенной зоны. Кроме того, под действием облучения происходит образование глубоких акцепторных центров, на которые переходят электроны с более мелких донорных уровней.

По данным [39] с нагревом величина R_b уменьшалась по экспоненциальному закону с энергией активации ϵ_A (рис. 4, 5). С увеличением дозы облучения величина ϵ_A становилась больше, асимптотически приближаясь к значениям $\sim 1.1 \text{ эВ}$ для 6H-SiC и 1.25 эВ для 4H-SiC [39]. Это приводило к получению полуизолирующих при комнатной температуре слоев *n*-6H-SiC. Такие слои могут быть использованы в технологии приборов, не предназначенных для работы при высоких температурах, например, фотоприемников или различных детекторов излучения.

3.4. Аморфизация SiC под действием облучения

Аморфизация образцов SiC наблюдалась после облучения электронами [79], нейтронами [80], протонами и различными типами ионов (He, Ar, Cr) [81]. В работе [81] также отмечалось, что процесс аморфизации SiC отличается от характерного для кремния. Только ионы, более тяжелые по сравнению с ионами В, способны аморфизовать кремний при комнатной температуре; более легкие ионы даже при очень больших дозах имплантации приводят лишь к образованию сильно дефектных слоев кристаллического материала. В то же время аморфизация SiC наступает при достижении критической плотности энергии имплантации 23 эВ/атом, независимо от массы иона. Авторы [81] отмечали, что это различие может быть связано с большей подвижностью дефектов в кремнии при комнатных температурах и их частичном отжиге (рекомбинации) непосредственно в треке имплантированного иона.

В [79,80] отмечалось, что отжиг аморфизованных слоев гексагональных политипов SiC приводил не только к реструктуризации исходного политипа, но и к образованию включений кубического политипа 3C-SiC. Эти результаты, с нашей точки зрения, представляются весьма важными, так как физика взаимного превращения политипов SiC еще во многом не ясна. Особенно важным нам кажется понять причины изменения политипа в уже выращенном эпитаксиальном слое или приборной структуре. В последние годы появилось много работ по исследованию так называемых „stacking faults“ (SF) — включений кубического SiC внутри диодов на основе 4H-SiC или 6H-SiC, возникающих при протекании через них прямого тока [82–84].

Обычно такое явление считается отрицательным, так как SF являются эффективными областями рекомбинации носителей и их образование приводит к ухудшению параметров силовых приборов на основе карбида кремния. В то же время было показано, что SF, имеющие толщины порядка нескольких постоянных решетки, являются квантовыми ямами 3C-SiC внутри более широкозонного 4H-SiC. Это приводило вследствие размерного квантования к появлению интенсивной фотолюминесценции в синей области спектра (энергия фотонов $h\nu = 2.5$ эВ) [85]. Было также обнаружено, что квантовые структуры SF возникают в сильно легированных слоях 4H-SiC после дополнительной термообработки [86]. Пока, к сожалению, процесс образования SF и связанных с ними квантовых ям носит в SiC науправляемый характер.

Еще до начала работ по исследованию SF из анализа свойств и структуры глубоких центров в карбиде кремния был сделан вывод о наличии характерной для каждого политипа концентрации собственных дефектов [10,87]. Тогда изменение концентрации собственных дефектов может привести к трансформации политипа. Было высказано предположение, что способом

изменения концентрации дефектов в уже выращенной структуре может оказаться облучение (возможно, до наступления аморфизации) с последующим отжигом.

Создание такой технологии позволило бы сильно расширить область применения SiC и оказало бы влияние на исследования других политипных соединений. Однако пока такой метод создания гетероструктур требует проведения значительных исследований по режимам облучения, отжига и по предварительному легированию исходных эпитаксиальных слоев для доказательства возможности своего существования.

Одной из сложностей при проведении этих исследований является образование пузырьков водорода или гелия при высоких дозах имплантации с последующим отслоением верхнего слоя полупроводника при отжиге [88,89]. С другой стороны, в последние годы был достигнут значительный прогресс в получении гетерополитипных SiC-структур эпитаксиальными методами [90–92].

4. Использование SiC для регистрации ядерного излучения

4.1. История вопроса

Детекторы ядерных излучений на базе SiC занимали видное место уже в первых попытках 60-х годов замены газа в ионизационных камерах более конденсированной, полупроводниковой, средой.

Напомним, что типичная конструкция детектора по аналогии с газонаполненной камерой представляет собой диодную структуру $p^+ - n - (n^+ - p^-)$ или $p^+ - i - n^+$ -типа. Структура работает в режиме обратного смещения, которое создает рабочую зону — область пространственного заряда (ОПЗ) с сильным электрическим полем. Функции электродов выполняют p^+ - и n^+ -области. Ядерные частицы (кванты) при торможении производят в полупроводнике ионизацию. Таким образом, в рабочем объеме детектора возникают треки неравновесных электронно-дырочных пар. Разделение носителей заряда в электрическом поле ОПЗ и последующий дрейф их к электродам вызывают в регистрирующей цепи импульс тока.

Ионизация происходит с относительно малыми флуктуациями числа созданных пар электрон-дырка, и в результате это число оказывается жестко связанным с поглощенной энергией. Поэтому в случае полного переноса носителей на электроды протекший по цепи заряд является мерой энергии поглощенной частицы (кванта).

Для успешной реализации описанного „ионизационного“ принципа измерения энергии ядерных излучений исходный материал должен обладать определенной совокупностью свойств. Это — низкая концентрация примесей (получение протяженной области электрического поля); биполярный характер проводимости (отсутствие накопления объемного заряда, деформирующего поле);

большая длина дрейфового смещения носителей заряда (перенос их с эффективностью, близкой к единице); ширина запрещенной зоны, обеспечивающая слабую термическую генерацию носителей (низкие шумы и рассеиваемая мощность); по возможности высокий порядковый номер в Периодической системе (эффективное поглощение рентгеновского и γ -излучения). Поскольку треки занимают малую долю объема детектора, для идентичности импульсов необходима высокая локальная однородность условий транспорта носителей заряда.

К сожалению, динамика совершенствования SiC в 60–70-е годы заметно уступала прогрессу „конкурентных“ материалов. Так, достаточно быстро были созданы совершенные кристаллы монокристаллических Ge и Si, а также развита техника глубокой компенсации остаточной дюрочной проводимости донорной примесью лития. С другой стороны, получили развитие материалы с большими, чем у Ge и Si, значениями порядкового номера и ширины запрещенной зоны (CdTe и растворы CdZnTe, соединения GaAs, HgI₂). Указанные материалы оказались весьма эффективными для практики спектрометрии и регистрации ядерных излучений. Особое развитие благодаря использованию достоинств планарной технологии получили разнообразные конструкции кремниевых детекторов (в том числе многоэлементные). В результате интерес к SiC как материалу для детекторов оказался временно пониженным, хотя первые результаты его применения были многообещающими [93–95].

Из работ 70-х годов по SiC следует отметить удачную попытку введения в кристаллы *n*-типа проводимости акцепторной примеси бериллия [96–98]. Детекторы с компенсацией проводимости бериллием успешно работали как счетчики нейтронов (использовались реакции конверсии с вылетом короткопробежных частиц) и осколков деления непосредственно в канале реактора, причем сохраняли функциональность до 600°C.

В последние годы достигнут существенный прогресс в управлении свойствами SiC, и приведенный выше перечень необходимых характеристик материала реализуется вполне приемлемо. Как следствие, интерес к конструированию детекторов на базе SiC заметно возродился, и далее мы постараемся описать существующее положение.

Стандартным для „чистых“ пленок SiC является уровень разностной концентрации доноров и акцепторов $N_d^+ - N_a^- = 5 \cdot 10^{14} - 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Это позволяет при напряжении $U = 500 \text{ В}$ получить ОПЗ протяженностью $W \approx 15 - 30 \text{ мкм}$. Времена жизни порядка сотен наносекунд для менее подвижных дырок в сочетании с высокими значениями насыщенной дрейфовой скорости обеспечивают близкую к 100% эффективность переноса заряда. Особо привлекательными являются, как отмечалось, радиационная и химическая стойкость SiC, а также возможность использования приборов при температурах в сотни °C. В публикациях последних лет уделяется значительное внимание исследованию указанных свойств SiC и апробации выполненных на его основе детекторов

для регистрации и спектрометрии ядерных излучений различной природы.

В свою очередь диодные структуры детекторов удобны для изучения электрофизических характеристик материала. Соответственно широко применяются известные методики нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней (DLTS) и тока, индуцированного электронным пучком (EBIC). Основной техникой определения транспортных характеристик является амплитудный анализ переноса калиброванных по величине пакетов неравновесных носителей заряда.

4.2. Регистрация короткопробежных частиц

Большинство работ по анализу работы SiC-детекторов выполнено на эпитаксиальных пленках 4H- или 6H-SiC *n*-типа проводимости с $N_d^+ - N_a^- \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Толщина пленок составляла величину $\sim 10 \text{ мкм}$, т.е. была сопоставима с длиной торможения короткопробежных ионов. Подложками служили легированные на уровне $(3.0 - 6.0) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ монокристаллические пластины SiC толщиной $\sim 300 \text{ мкм}$. Выпрямляющий контакт, как правило, выполнялся в виде барьера Шоттки. Барьер формировался магнетронным напылением Ni [99,100] или нанесением тонкой, 1000 \AA , пленки Au [101].

В качестве сильно ионизирующего излучения методически удобно использовать α -частицы естественного распада с энергией 5–6 МэВ. Регистрация неравновесного заряда, индуцированного одиночными α -частицами, проводится с помощью стандартной для спектрометрии аппаратуры. Она включает чувствительный к протекающему заряду предусилитель, усилитель с полосой пропускания, регулируемой RC-цепочками интегрирования–дифференцирования, и амплитудный анализатор. Калибровка цены канала анализатора проводится по прецизионному кремниевому детектору. В исследованиях определялись форма спектра, значение средней амплитуды и ширина спектра на половине его высоты.

Типичная зависимость амплитуды сигнала (внесенной в пленку энергии E) от величины смещения на детекторе для пленки толщиной $d \approx 10 \text{ мкм}$ приведена на рис. 6 [99]. Использовались α -частицы ²⁴⁴Cm с пробегом $\sim 20 \text{ мкм}$, т.е. пленка простреливалась насквозь и производимая ионизация соответствовала практически линейному участку кривой Брэгга для удельных потерь энергии $dE_\alpha/dx = f(x)$. Наблюдаемые две стадии возрастания сигнала соответствуют напряжениям U до и после полного обеднения структуры. Пока область ОПЗ занимает лишь долю *n*-базы, наряду с дрейфом носителей в области поля в переносе заряда участвует диффузия дырок в базе, более медленная по сравнению с дрейфом. Возникают существенные потери заряда вследствие рекомбинации носителей. Сигнал в первом приближении растет пропорционально ширине ОПЗ $W \propto U^{1/2}$ (аналогичный результат получен в работе [101]).

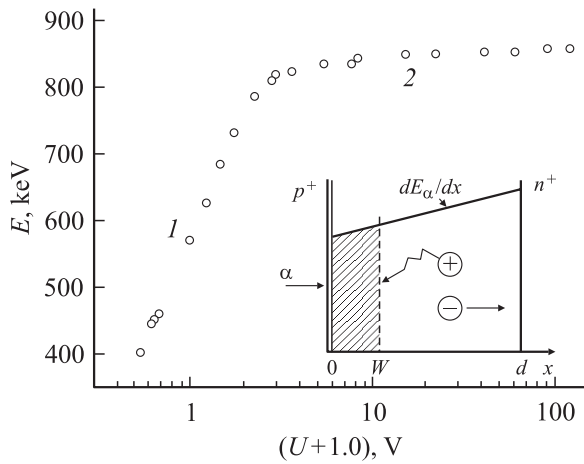


Рис. 6. Амплитуда сигнала от α -частиц (измеряемая аппаратурой энергия E) в зависимости от напряжения, приложенного к диодной структуре детектора (см. [99]). 1 — до обеднения, 2 — после полного обеднения структуры. На вставке — используемая при анализе диффузии геометрия; W — граница ОПЗ, E_α — энергия падающей α -частицы.

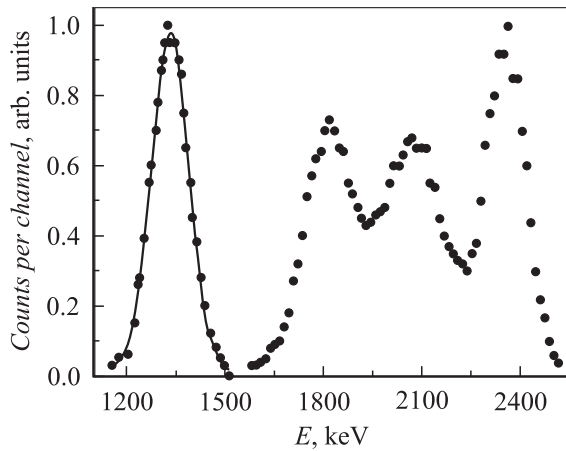


Рис. 7. Спектр энергий α -частиц, полученный на $n-p-n^+$ -структуре на основе пленки $4H$ -SiC. Сплошная линия — аппроксимация функцией Гаусса при относительной ширине линии на половине высоты $\text{FWHM} = 8.6\%$.

Когда ОПЗ занимает всю толщину пленки, электроны и дырки эффективно разделяются полем, потери заряда определяются локализацией на тех центрах захвата, которые удерживают носители на время, большее времени формирования импульса регистрирующей аппаратурой (порядка микросекунд). Сигнал увеличивается незначительно за счет возрастания скорости дрейфа. Наконец, на участке насыщения сигнала перенос заряда принимается полным.

Форма спектральной линии в [99,101] оказалась гауссовой, и заметной ее трансформации с ростом среднего значения амплитуды не наблюдалось (см. далее, п. 4.3.3).

На рис. 7 показана возможность регистрации спектра, состоящего из 4 линий α -распада ^{226}Ra . Энергии распада понижались за счет торможения α -частиц в воздухе и

составляли ряд 2432, 3469, 4125 и 6189 кэВ. Пробег всех частиц укладывался на толщине пленки, но перенос заряда включал диффузионную компоненту, что и привело к дефициту амплитуды и наблюдаемому перекрытию линий [102].

4.3. Анализ параметров материала, определяющих перенос заряда в детекторах

Полученные выше результаты по регистрации α -частиц успешно используются при анализе ключевых параметров SiC как „среды детектирования жестких излучений“. Это — средняя энергия образования пары электрон-дырка ε , длина диффузионного смещения дырок $L_D = (D\tau_0)^{1/2}$, степень неоднородности их времени жизни $\Delta\tau/\tau_0$ в базе диодной структуры, время жизни носителей до их локализации на центрах захвата при дрейфе в ОПЗ. Здесь D — коэффициент диффузии, τ_0 — среднее значение времени жизни дырок в базе.

4.3.1. Определение средней энергии образования пары электрон-дырка. Для нахождения ε с помощью математического моделирования торможения α -частицы (программа TRIM [103]) определяется внесенная в пленку энергия E . Как отмечалось, регистрируемый сигнал пропорционален внесенному частицей заряду $Q_0 = eN$ (N — число образованных пар электрон-дырка, e — заряд электрона). Это позволяет записать $N = E/\varepsilon = E_{\text{sat}}/\varepsilon_{\text{Si}}$. Здесь $\varepsilon_{\text{Si}} = 3.62$ эВ (энергия образования электронно-дырочной пары в Si), E_{sat} — энергия насыщения из эксперимента рис. 6, ее значение определяется из калибровки сигнала кремниевым детектором. Указанным образом данные рис. 6 приводят к значению $\varepsilon = 8.6$ эВ, что близко к величине $\varepsilon = 8.4$ эВ, полученной в работе [104].

4.3.2. Определение длины диффузии дырок. Диффузионно-дрейфовый перенос для случая стационарной и равномерной по объему генерации носителей был

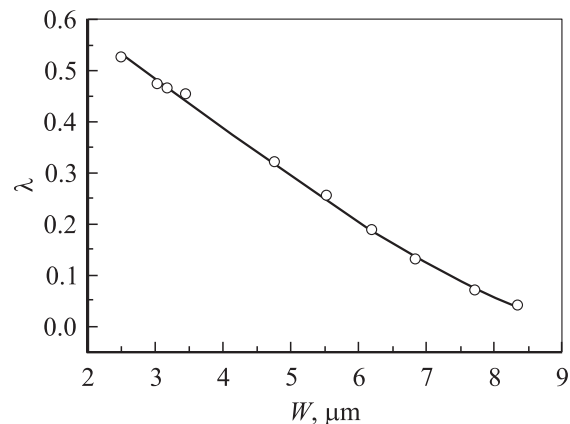


Рис. 8. Зависимость дефицита сигнала от положения границы ОПЗ. Точки — эксперимент, сплошная линия — результат аппроксимации согласно [99].

рассмотрен в работах [105,106]. Получено выражение, эквивалентное выражению для случая импульсной ионизации в детекторах:

$$Q/Q_0 = 1 - \lambda = (W + L_D)/d, \quad (3)$$

где $\lambda = 1 - Q/Q_0$ описывает дефицит регистрируемого заряда Q .

В случае генерации носителей α -частицами для тонких пленок ($R > d$) dE_α/dx полагается линейной функцией x . Это усложняет формулу (3), однако позволяет для функции $\lambda(W)$ провести подгонку (fitting) по двум параметрам — L_D и d (рис. 8) [99]. При этом λ вычислялись из данных рис. 6 как $\lambda = (E_{\text{sat}} - E)/E_{\text{sat}}$, а значения W — по емкостным измерениям. В результате была определена величина L_D ($L_D = 2.42$ мкм), а также уточнено значение d ($d = 9.76$ мкм).

4.3.3. Форма амплитудного спектра при диффузии носителей и ее связь с временем жизни дырок τ . Статистика величины сигнала, проявляющаяся в форме спектральной линии, является специфической характеристикой детекторов. Формально принято описывать разброс сигналов значением ширины линии на уровне 0.5 от максимума (FWHM). Природа разброса заключена в целом ряде факторов, но при неполном переносе заряда определяющим является механизм транспорта неравновесных носителей. Для характерного в случае SiC участия в диффузии носителей форма линии анализировалась в [99,107].

Вопрос о форме линии важен и в методическом плане, поскольку использование α -частиц привносит возможность определения микромасштабной неоднородности τ по площади пленки [107]. Действительно, треки α -частиц представляют собой плотные сгустки электронно-дырочных пар диаметром (с учетом диффузионно-дрейфового растекания) ~ 10 мкм. Поэтому величина заряда от каждой частицы отражает условия переноса в микроскопическом объеме. В результате же хаотического падения частиц на детектор и проявляется статистика по площади образца времени жизни τ как параметра, наиболее чувствительного к структурным несовершенствам. В итоге форма амплитудного спектра оказывается связанной с неоднородностью τ .

Расчет формы спектра. Амплитудный спектр строится в координатах $dN/dq = f(q)$, где dN — число импульсов в интервале амплитуд dq , $q = Q/Q_0$. Для построения спектра в [107] записывалось тождество $dN/dq = (dN/d\tau) \cdot (d\tau/dq)$, и тем самым вопрос сводился к форме распределения τ и виду функции $q = f(\tau)$. Распределение $dN/d\tau$ принималось гауссовым с дисперсией σ , поскольку функция Гаусса наиболее вероятна в условиях малых отклонений параметра от среднего значения $|\tau - \tau_0| < \tau_0$. Аналогично спектру амплитуд сигнала вводилась величина ширины спектра на половине его максимума как $\Delta\tau = 2.35\sigma$. Для упрощения генерация полагалась равномерной по глубине

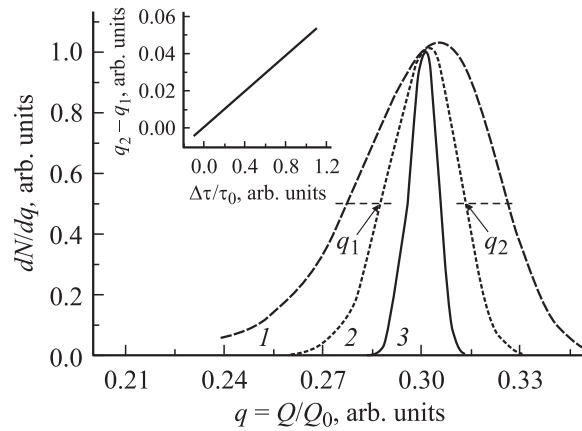


Рис. 9. Расчет формы спектра амплитуд сигнала при вариации неоднородности времени жизни диффундирующих в базе дырок (см. [99]). $\Delta\tau/\tau_0$, %: 1 — 100, 2 — 50, 3 — 20. $W/d = 0.2$; $L_D/d = 0.1$. На вставке — ширина спектральной линии как функция $\Delta\tau/\tau_0$.

пленки, тогда вид $d\tau/dq$ находился согласно соотношению (3). В итоге возникала система уравнений, где отброшены численные множители:

$$dN/dq = (\tau/\tau_0)^{1/2} \exp[-(\tau/\tau_0 - 1)^2/0.362(\Delta\tau/\tau_0)^2],$$

$$q = (W + L_D\sqrt{\tau/\tau_0})/d. \quad (4)$$

Три безразмерных параметра уравнений (4), W/d , L_D/d и $\Delta\tau/\tau_0$, различным образом влияют на форму амплитудного спектра. Так, величина W/d лишь смещает положение максимума, не затрагивая значения ширины спектральной линии FWHM. Неоднородность τ , напротив, определяет только величину FWHM. Наконец, значения L_D/d влияют на спектр в целом.

Построение спектра при вариации $\Delta\tau/\tau_0$ (см. рис. 9) показало, что до неоднородности 50% ($\Delta\tau/\tau_0 = 0.5$) спектры симметричны [99]. С возрастанием $\Delta\tau/\tau_0$ до 1 возникает асимметрия за счет появления на левом крыле протяженного участка малых амплитуд. Однако значение FWHM на всем интервале значений $\Delta\tau/\tau_0$ описывается линейной функцией (см. вставку на рис. 9).

Более того, зависимость $\text{FWHM} = f(L_D/d)$ также оказалась линейной с наклоном, пропорциональным $\Delta\tau/\tau_0$. В итоге значения FWHM описываются как

$$\text{FWHM} = 0.48(\Delta\tau/\tau_0)(L_D/d). \quad (5)$$

Видно, что ширина линии от величины W/d , т. е. от напряжения смещения, не зависит. Последнее соответствует постановке задачи, где флуктуации регистрируемого заряда связывались со стадией диффузии носителей, и результатам измерений, приведенным в разд. 4.2.

Форма амплитудного спектра регистрировалась на пленках с $L_D = 2.4$ мкм при $d = 9.76$ мкм, и получено значение $\text{FWHM} = 0.075$. Согласно формуле (5), это соответствует значению $\Delta\tau/\tau_0 = (0.075/0.48)(d/L_D) \approx 0.6$, что практически совпадает с

уровнем микронеоднородности, определенным при переносе носителей в „детекторном“ кремнии.

4.3.4. Дрейфовый перенос и времена захвата носителей. *Расчет.* Задача о дрейфе носителей в линейно изменяющемся поле рассматривалась в [108]. Для случая „тонких“ SiC-детекторов следует дополнительно учесть линейно возрастающую с координатой генерацию носителей и найти для указанных условий среднюю амплитуду заряда, которая и регистрируется на опыте.

В ходе вычислений определяется концентрация носителей как функция координаты x при генерации их в произвольной точке y . Далее находится индуцируемый на электродах заряд $q(y)$ и, наконец, его средняя величина с учетом профиля генерации $G(y)$. Указанные операции, например, для дырок записываются следующим образом:

$$p(x) = G(y) \exp\left(-\int_y^x \frac{dx}{\mu_h \tau_h F}\right),$$

$$q(y) = \frac{1}{d} \int_y^d p(x) dx,$$

$$\bar{q} = \frac{1}{d} \int_0^d G(y) q(y) dy. \quad (6)$$

Здесь F — напряженность электрического поля, μ_h — подвижность дырок, τ_h — время их жизни до локализации на центрах захвата. Заряд q нормируется на значение, определяемое поглощенной энергией.

Для упрощения захват полагается малым и описывается линейным членом разложения экспоненты. Для случая однородного поля, $F(x) = \text{const}$, и равновероятной генерации, $G(y) = 1$, решения имеют наглядный и одинаковый для электронов или дырок вид. В обозначениях для дырок:

$$q(y) = (1 - y/d) \left[1 - \frac{d - y}{2\mu_h \tau_h F}\right],$$

$$\bar{q} = 0.5 \left(1 - \frac{d}{3\mu_h \tau_h F}\right). \quad (7)$$

Линейный характер $F(x)$ усложняет соотношения (7), внося логарифмическую зависимость от напряжения [108]. Показательно, что при равномерной генерации сохраняется идентичность выражений для переносимых электронами и дырками зарядов. Неоднородная по глубине генерация приводит к различным формулам для электронов и дырок. Выражения теряют наглядность, но, хотя и имеют громоздкий вид, позволяют определять τ_h , используя этот параметр в качестве подгоночного [99].

Эксперимент. Анализ потерь заряда в режиме дрейфа можно провести по данным рис. 6. Ход потерь в зависимости от напряжения следует сопоставить с расчетными зависимостями при вариации τ_h . Критерием совпадения служит малость среднеквадратичного отклонения. Эта

Таблица 6. Энергетические уровни, концентрации и связанные с дефектом примеси для захватывающих центров, обнаруженных DLTS и ICTS [109]

Тип дефекта	S0	S1	S2	S3	S4	S5
Энергия, эВ	0.10	0.19	0.32	0.91	0.40*	0.75*
Концентрация, см ⁻³	2·10 ¹¹	8.9·10 ¹²	6·10 ¹¹	2.2·10 ¹³	4.5·10 ¹²	1.4·10 ¹³
Примесь	Азот	Хром		Ванадий		

Примечание. * на границе Au-(эпитаксиальный SiC).

величина оказалась заметно меньшей в случае преобладания потерь заряда дырок. Полученное значение времени жизни дырок — 35 нс. Оно меньше определенного из диффузионного переноса — 62 нс (см. рис. 8, где найдено $L_D = 2.42$ мкм). Различие можно связать с разным заполнением центров захвата: диффузия происходит в условиях равновесного заполнения центров, а дрейф осуществляется в неравновесных условиях, когда заполнение центров существенно меньше.

Изложенные выше результаты поясняют методические возможности, вытекающие из анализа диффузионно-дрейфового переноса неравновесного заряда в диодных структурах детекторов. С этой целью прослежено, как в рамках известных допущений получают аналитические выражения для описания дефицита заряда и формы амплитудного спектра. На их основе определяются ключевые параметры переноса: времена жизни носителей при дрейфе, длина диффузионного смещения неосновных носителей в базе и степень неоднородности времени жизни по площади пленки.

В работе [109] для описания диффузионно-дрейфового транспорта носителей привлекалась программа DESSIS [110]. Использовались пленки более высокого качества и были получены рекордные величины времен жизни — 500 нс и 95 мкс для дырок и электронов соответственно.

Природа центров захвата носителей изучалась в [109] техникой DLTS и спектроскопии нестационарной изотермической емкости (ICTS). Сопоставление данных обеих методик позволило определить характеристики ловушек с высокой точностью, причем включая и мелкие, не разрешаемые при данных температурах DLTS. В табл. 6 сведены результаты по энергетическому положению центров захвата, их концентрации и возможной примесной природе.

Таким образом, можно утверждать, что в современных пленках SiC уверенно достигнут уровень параметров дрейфового транспорта, обеспечивающий близкую к 100% эффективность переноса заряда. Проблемой является дальнейшая очистка от примесей, которая позволила бы достичь больших протяженностей ОПЗ.

Последние результаты исследований в этом направлении выглядят весьма обещающими. Так, в работе [111] достигнут воспроизводимый уровень разностной концен-

трации примесей $(1-3) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Суммарное содержание ловушек планируется снизить до $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Такой материал приближается по чистоте к кремнию и позволяет реализовать детекторы короткопробежных частиц с полностью обедненной базой $\sim 100 \text{ мкм}$.

Положительные результаты достигнуты и в отношении создания в детекторах блокирующих контактов — „мелких“ $p^+ - n$ -переходов. Эта задача решается путем имплантации Al [112,113], причем детекторы надежно регистрируют α -частицы в диапазоне температур до 500°C .

4.4. Применение детекторов на основе SiC для регистрации проникающего излучения

4.4.1. Спектрометрия рентгеновского излучения.

Для режима спектрометрии необходимо, чтобы в рабочем объеме детектора происходило полное выделение энергии частицы (кванта). В этой связи интересен результат работ [114,115] по спектроскопии рентгеновского излучения с энергией $E_\gamma < 60 \text{ кэВ}$. В указанной области энергий доминирующим является механизм фотопоглощения с передачей энергии кванта рождаемому фотоэлектрону. Пробеги фотоэлектронов, хотя и сверхлинейно возрастают с энергией ($\propto E_\beta^{1.4}$), но не превышают 10 мкм . Поэтому их энергия (в особенности для $E_\gamma < 20 \text{ кэВ}$) будет полностью поглощена в ОПЗ детектора, что и характерно для режима спектрометрии.

В [115] использовались пленки $4H$ -SiC n -типа проводимости производства Cree Research Inc. [116] с разностной концентрацией примесей $9 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и толщиной 70 мкм . На эпитаксиальном слое по специальной технологии создавался барьер Шоттки площадью 0.03 мм^2 . Спектрометрия проводилась при обратном напряжении 300 В . Эта величина являлась компромиссной для получения протяженной ОПЗ ($W = 18 \text{ мкм}$) при умеренном вкладе возникающих шумов. Средняя напряженность электрического поля в этих условиях составляла более 10^5 В/см , однако обратный ток не превышал

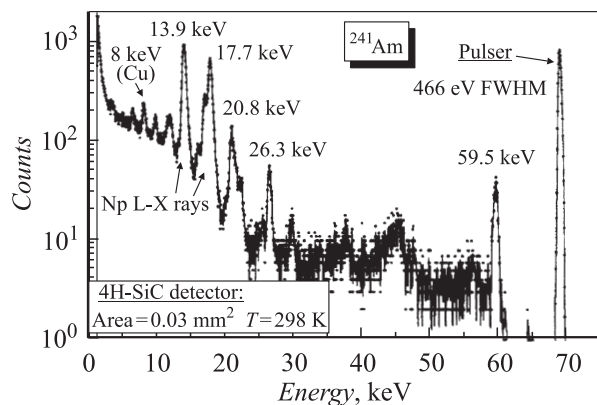


Рис. 10. Спектр рентгеновского излучения ^{241}Am , снятый при комнатной температуре SiC-детектором (см. [115]). Размытие шумами линии генератора стабильной амплитуды $\text{FWHM} = 466 \text{ эВ}$.

уровня $5 \cdot 10^{-12} \text{ А/см}^2$. Для сравнения укажем, что в кремниевых детекторах (при наличии в совершенстве отработанной технологии) плотности тока составляют $(0.5-1.0) \cdot 10^{-9} \text{ А/см}^2$.

На рис. 10 приведен регистрируемый при температуре 25°C спектр рентгеновского излучения с четким разрешением характерных для препарата ^{241}Am энергий. Во всей области отмеченных пиков $8.0-59.5 \text{ кэВ}$ сохраняется линейность регистрируемого сигнала. Следует, однако, принять во внимание заметную деформацию интенсивностей линий, возникающую с ростом энергии квантов. Это связано с резким падением поглощения высокоэнергичных квантов в ОПЗ благодаря ее малым размерам.

Увеличение ОПЗ уменьшит искажения интенсивности, а также снизит значение емкости детектора (при неизменной его площади). Последнее позволит получить меньшие шумы.

4.4.2. Дозиметрия потоков электронов и γ -квантов.

Отклик SiC-детекторов на указанный вид радиации представляет интерес с позиций радиотерапии. Соответственно детекторы облучались электронами с энергией 22 МэВ и фотонами 6 МВ , которые возникали от электронов, ускоренных на линейном ускорителе до энергии 6 МэВ . Диапазон доз составлял $1-10 \text{ Гр}$ при интенсивностях $2-7 \text{ Гр/мин}$ [117].

В указанных условиях сопоставлялись возможности дозиметров на основе SiC, кремния и алмазных пленок, полученных техникой CVD. Оказалось, что чувствительность кремниевых дозиметров в указанных условиях деградирует и падает на 35% после воздействия дозой электронов 3 кГр . Что касается алмазных пленок, то в силу своей поликристаллической природы они имеют существенную неоднородность свойств. Неоднородность заметно искажает пространственное разрешение детектора. Кроме того, для стабилизации чувствительности дозиметра необходимо провести так называемую „накачку“. Она состоит в предварительном воздействии на образец, например, излучением рентгеновской трубки (напряжение анода 50 кВ) при типичной дозе 10 Гр [118].

Наилучшие результаты по дозиметрии электронов были получены на диодах Шоттки, изготовленных на эпитаксиальных пленках $4H$ -SiC фирмы Cree ($N_d^+ - N_a^- = 2.2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, толщина 30 мкм). Диоды работали при смещении 150 В . Зависимость индуцируемого заряда от поглощенной дозы электронов в диапазоне $1-10 \text{ Гр}$ была линейной с наклоном 16.37 нКл/Гр .

В свою очередь при облучении фотонами 6 МВ (интенсивность $2.1-6.5 \text{ Гр/мин}$) индуцируемый ток имел также линейный ход с наклоном $3.5 \cdot 10^{-10} \text{ А} \cdot \text{мин/Гр}$. Размер активной зоны при этом составлял $W + L_D = (8.5 + 12.2) \text{ мкм}$.

Однако попытка использования полуизолирующего „объемного“ (толщина 230 мкм) образца $6H$ -SiC выявила низкую чувствительность к электронам. Это следует связать с большим количеством дефектов структуры.

Таблица 7. Сравнение чувствительности и отношения чувствительности к объему одного из дозиметров на основе эпитаксиального SiC с коммерческими (Scanditronix) кремниевыми дозиметрами и двумя дозиметрами на основе CVD-алмазов [117]

Дозиметр	Напряжение, В	Активный объем, мм ³	Чувствительность, нКл/Гр	Чувствительность/объем, нКл/Гр · мм ³
Кремний	0	0.295	150	509
CVD-алмаз	50	3.7	690	190
CVD-алмаз	400	4.7	420	90
Карбид кремния	150	0.06	16.4	273

Примечание. Кремниевый дозиметр предварительно облучен электронами с энергией 20 МэВ дозой 10 кГр, так что дальнейшее облучение не влияет на чувствительность.

Центры рекомбинации снижают эффективность переноса заряда, а микропоры увеличивают темновые токи.

Данные итоговой табл. 7 по сопоставлению характеристик дозиметров различных типов позволяют заключить, что диодные структуры на базе эпитаксиальных пленок SiC вполне пригодны для дозиметрии β - и γ -излучений.

4.4.3. Регистрация релятивистских частиц. При планировании экспериментов с большой радиационной нагрузкой на ускорителях будущего поколения (таких как Large Hadron Collider в ЦЕРН'e) карбид кремния, естественно, оказался в числе рассматриваемых материалов.

Его возможности как трекового детектора изучались в работе [119]. Использовалась полуизолирующая подложка 4H-SiC фирмы CREE толщиной 310 мкм. Контакты к обеим сторонам образца были омическими. Дополнительно использовалась геометрия охранного кольца, что позволяло в интервале ± 500 В наблюдать линейную вольт-амперную характеристику с сопротивлением $5.1 \cdot 10^{10}$ Ом · см.

Для имитации частиц высокой энергии применялись электроны препарата ⁹⁰Sr, имеющие максимальную энергию 2.2 МэВ. Анализировались сигналы только от высокоэнергетичных электронов, проходящих сквозь образец и производящих в SiC минимальную ионизацию. Для отбора таких случаев за образцом SiC располагался стандартный кремниевый детектор, сигналы которого, соответствующие энергии ≤ 1 МэВ, дискриминировались, а с поглощением энергии > 1 МэВ поступали на схему совпадений. Треки таких электронов в SiC содержали 17 000 пар электрон-дырка.

Опыт показал, что спектры сигнала и шума разделяются четко, но авторами отмечены два негативных момента. Во-первых, эффективность переноса носителей составляла только $\eta \approx 12\%$. Во-вторых, амплитуда сигнала падала во времени экспоненциально с постоянной $\theta = 14.2$ мин. Указанные факты говорят о низком значении времени жизни носителей заряда и участии глубоких уровней в формировании электри-

ческого поля. Показательно, что внесение радиационных центров (облучение протонами с энергией 8 ГэВ и дозой $4.16 \cdot 10^{14}$ см⁻²) привело к дополнительному снижению η на 23% и θ до 3.6 мин. Одновременно в 3 раза возросло сопротивление образца.

Подчеркнем, что в работе [119] сделана первая попытка конструирования детектора на базе полуизолирующего 4H-SiC. Наблюдаемые нестабильность сигнала и сравнительно малую эффективность переноса следует отнести на счет недостаточного совершенства материала тех лет (приблизительно 1998 г.). Напомним, что низкая чувствительность к электронам в полуизолирующем SiC наблюдалась и в [117].

4.4.4. Регистрация нейтронов в канале реактора.

Указанная задача связана с определением потоков нейтронов и контролем режима реакторов. Характерно, что ее решение опирается одновременно на высокую радиационную, температурную и химическую стойкость SiC.

Поскольку нейтроны непосредственно не создают ионизации, следует использовать реакции, в которых их энергия передается другим, уже короткопробежным, частицам — например, α -частицам или осколкам деления, которые будут регистрироваться SiC-детектором. Еще в 60-е годы при измерениях потоков нейтронов было обнаружено хорошее соответствие данных для SiC-диодов с покрытием ²³⁵U и результатов измерений по стандартной технике активации золотых фольг [120].

Было установлено также, что SiC-диоды способны регистрировать α -частицы после значительных доз тепловых нейтронов ($6 \cdot 10^{15}$ см⁻²). В отношении быстрых нейтронов (энергия более 1 МэВ) флюенс может достигать $\sim 10^{17}$ см⁻² [121]. При регистрации осколков деления ²³³U непосредственно в канале реактора [98] SiC-детекторы показали в ~ 5 раз бóльшую радиационную стойкость, чем кремниевые. Поток нейтронов составлял 10^8 см⁻² · с⁻¹, а время всей экспозиции 340 ч. В этой связи обсуждалась возможность оценки спектра нейтронов при комплектации SiC-детекторов набором преобразователей из ²³³U, ²³⁴U, ²³⁵U, ²³⁸U, ²³²Th, ²³⁹Pu.

Прогресс последних лет в области роста высококочистых пленок позволяет решить типичную для реакторов задачу измерения поля смешанного нейтронно- γ -излучения. В работах [122,123] опыт ставился на реакторе TRIGA в режиме малой мощности при вариации ее в диапазоне 50–290 Вт. Здесь использовалась уже матрица из 22 диодов Шоттки диаметром 200 или 400 мкм. Диоды могли включаться параллельно, увеличивая общую площадь. Конвертером служил слой LiF, помещаемый вблизи поверхности детектора, и счет нейтронов проводился по тритонам согласно реакции ⁶Li (n, α) ³H.

В наблюдаемом спектре амплитуд сигналов разделяются участки, связанные с регистрацией непосредственно фона γ -квантов и тритонов. В итоге эти виды излучения определяются отдельно и, как следствие, оказалось возможным найти распределения нейтронов и γ -квантов в виде функции расстояния от центра.

Измерения требуют 30 мин при соединении 12 диодов параллельно.

При определении потоков γ -квантов и нейтронов детекторы показали высокую точность (0.6 и 1.9% соответственно). Можно констатировать, что миниатюрные SiC-детекторы могут успешно применяться не только для контроля сборок реактора, но и в его активных зонах.

4.5. Радиационная стойкость детекторов

Радиационная стойкость SiC по отношению к действию ядерного излучения в той или иной мере затрагивалась в каждом из предшествующих разделов. Обратимся к упомянутому в п.4.4.3 случаю релятивистских частиц в связи с планируемыми на „большом коллайдере адронов“ ЦЕРН-а масштабными экспериментами, в которых детекторы должны работать автономно в течение 10 лет. При этом дозы облучения детекторов релятивистскими частицами лежат в интервале $2 \cdot 10^{14} - 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ в зависимости от расположения относительно точки взаимодействия пучков. В указанных условиях использование хорошо отработанных технологически кремниевых детекторов уже при дозах $\sim 10^{14} \text{ см}^{-2}$ встречает серьезные ограничения [124].

Во-первых, значительно возрастает рассеиваемая мощность (растут обратные токи и значения напряжения обеднения структуры). Во-вторых, падает эффективность переноса неравновесного заряда и, соответственно, амплитуда сигнала. В этой связи исследуется результативность охлаждения Si-детекторов, а также управления профилем поля за счет дозированной инъекции носителей из контакта [125]. Усложнение условий работы с кремниевыми детекторами приводит к поиску материалов с большей радиационной стойкостью.

В [126,127] анализировалась работа SiC-детектора после воздействия протонов с энергией 1 ГэВ при возрастании дозы от $3 \cdot 10^{14}$ до $1.3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$.

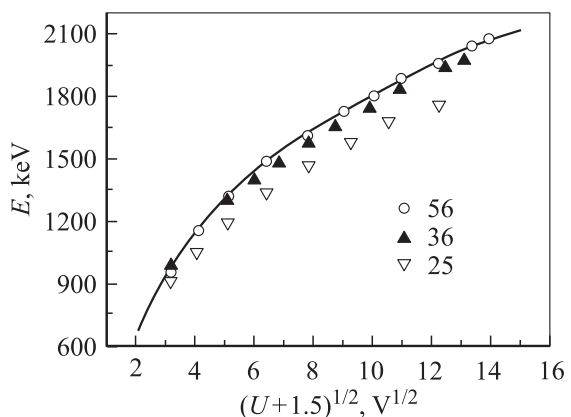


Рис. 11. Зависимость от напряжения энергии, выделенной α -частицей в чувствительной области диодной структуры детектора до облучения протонами (см. [126]). 56, 36, 25 — номера образцов. Нелинейный характер зависимости (сплошная линия) связан с неоднородным распределением примесей в пленке SiC.

Таблица 8. Глубокие центры до и после облучения протонами с энергией 1 ГэВ дозой $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ согласно DLTS-измерениям [126]

Тип центра	Энергия, эВ	Концентрация центров, см^{-3}	
		Перед облучением	После облучения
E_1/E_2	0.35–0.4	$(1-2) \cdot 10^{13}$	$(1-2) \cdot 10^{13}$
R	1.1–1.2	$< 5 \cdot 10^{12}$	$5 \cdot 10^{13}$

Использовались диоды Шоттки (диаметром 600 мкм), сформированные магнетронным напылением Ni на поверхность чистых эпитаксиальных пленок 6H-SiC, выращенных методом сублимационной эпитаксии в вакууме [128]. Разностная концентрация ионизованных примесей изменялась от $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ у поверхности до $8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ на глубине $d = 7 \text{ мкм}$. Подобное распределение величины $N_d^+ - N_a^-$ позволяло получить в структуре диода „тянущее поле“, увеличивающее эффективную диффузионную длину носителей [129].

Детектирующая способность SiC-структур в соответствии с разд. 4.2 анализировалась по α -частицам препарата ^{244}Cm . Характеристики образовавшихся в процессе облучения глубоких центров определялись методикой DLTS. Типичная зависимость сигнала от напряжения $E(U)$ представлена на рис. 11. Показательно незначительное отличие значений E для разных образцов, что указывает на достаточную однородность свойств SiC по площади пленки.

Облучение дозой $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ изменило значения L_D дырок менее чем на 30%, отклонения $N_d^+ - N_a^-$ от исходных значений были несущественны.

Измерения спектра глубоких центров показали существенное изменение концентрации только R-центров (см. табл. 8). Введение этих центров изучалось в [130] при облучении протонами с энергией 8 МэВ, и установлена их вакансионная природа. Поэтому с помощью программы TRIM были сопоставлены числа первично образованных вакансий для энергий 8 МэВ и 1 ГэВ. Их отношение оказалось 110:1, что является следствием падения с ростом энергии сечения рассеяния протона на атомах Si и C.

На опыте содержание R-центров в двух упомянутых случаях соотносилось как 400:1. Таким образом, результат, ожидаемый на базе представлений о первичных дефектах, разошелся с количеством „конечных“ центров, возникших в ходе физико-химических реакций в SiC. Очевидно, в процессе дефектообразования проявляется расхождение в энергии, передаваемой первично выбитым атомам Si и C.

В случае высокоэнергетических протонов возникают более плотные образования пар Френкеля, в которых рекомбинация вакансий и межузельных атомов происходит эффективнее. Соответственно меньше вакансий поступает из треков атомов отдачи в объем пленки

с образованием R -центров. Упомянутый механизм рекомбинации компонент пар Френкеля, дополненный с учетом их возможной перезарядки, был детально рассмотрен на примере кремния в [131]. Заметим, что противоположный случай слабой рекомбинации вакансий и межузельных атомов, характерный для алмаза, позволяет ставить принципиальный вопрос о его радиационной стойкости [132].

Суммарная доза протонов $1.3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ [127] вызвала определенные изменения характеристик структуры. Произошла сильная компенсация проводимости SiC, и в диодной структуре детектора возникла высокоомная база со временем максвелловской релаксации, превышающим время формирования сигнала электроникой. В таких условиях, согласно [133], в режиме неполного обеднения структуры должно наблюдаться характерное падение сигнала в W/d раз (при этом амплитуда сигнала $\propto W^2 \propto U$). Однако в [134,135] на примере полуизолирующих пленок SiC было установлено, что для α -частиц, пронизывающих базу насквозь, релаксация последней ускоряется вследствие присутствия в треке значительной концентрации неравновесных носителей. Действительно, зависимость $W_{\text{eff}} = f(U + 1.5)^{1/2}$ после дозы $1.3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ сохранялась линейной [127], но точность эксперимента не позволила разделить слагаемые величины $W_{\text{eff}} = W + L_D$.

Рис. 12 иллюстрирует величину переносимого в структуре заряда для двух доз протонов. Напряжение, требуемое для достижения того же значения заряда, после второй дозы оказалось выше в 3 раза. Этот факт, скорее всего, отражает наличие локальных неоднородностей при компенсации материала. На это же указывает снижение с ростом поля величины FWHM спектра до 10%, т.е. выравнивание условий переноса носителей по объему детектора.

Длина дрейфового смещения дырок в поле F определялась авторами [126] по соотношению

$$L_F^h = (\mu_h \tau_h) F = (L_D)^2 (F e / k T), \quad (8)$$

где k — постоянная Больцмана. Подстановкой значений $L_D = 1 \text{ мкм}$ и $F = 10^5 \text{ В/см}$ (после первой до-

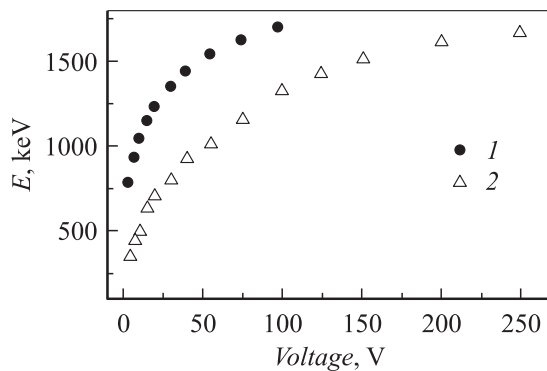


Рис. 12. Зависимость от приложенного напряжения сигнала детектора при двух дозах релятивистских протонов (см. [127]). Доза, см^{-2} : 1 — $3 \cdot 10^{14}$, 2 — $1.3 \cdot 10^{15}$.

зы $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$) было получено для переноса дырок $L_F^h = 400 \text{ мкм}$.

В отношении длины смещения электронов L_F^e проводилась лишь оценка. Исходной служила величина произведения подвижности и времени жизни для электронов $(\mu_e \tau_e) = 7 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2/\text{В}$, полученная в [134] для дозы $8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ протонов с энергией 8 МэВ. В предположении, что падение τ_e обусловлено R -центрами, вводился коэффициент, учитывающий число возникших R -центров для протонов с энергией 1 ГэВ при дозе $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. В итоге получено $L_F^e \leq 1 \text{ см}$, и можно заключить, что длины дрейфа носителей вполне удовлетворительны для детекторов с рабочей зоной W в несколько сотен мкм. После суммарной дозы протонов $1.3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ данных по длинам дрейфа носителей в [127] не приводится.

Показательно из результатов [126,130], что на природу вводимых радиационных центров энергия протонов заметного влияния не оказывает. В обоих случаях (8 МэВ или 1 ГэВ) основную роль играет R -центр с энергией 1.1–1.2 эВ ниже дна зоны проводимости.

В итоге с позиций детекторов дозу релятивистских протонов $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, согласно [126,127], следует рассматривать как порог возникновения радиационных изменений свойств SiC данного уровня чистоты. На этой стадии не происходит существенного падения времени жизни носителей или заметной компенсации проводимости.

4.6. Возможности усиления сигнала

Выше были определены величины, характерные для переноса носителей в SiC, и приведены примеры успешной апробации детекторов в ряде актуальных задач. Очевидно, что основной проблемой SiC-детекторов является малая протяженность рабочей зоны. Это в особенности ощутимо при регистрации проникающего слабо ионизирующего излучения. В этой связи представляется интересным рассмотреть, имеется ли возможность увеличения эффективного значения рабочей зоны, например, за счет получения большего сигнала, чем первоначально выделенная в детекторе энергия.

4.6.1. Принцип „сквозного проводящего канала“.

Этот принцип был сформулирован в конце 50-х годов применительно к полуизолирующим пленкам с монополярной проводимостью [136,137]. Если в детекторах типа ионизационной камеры контакты блокируют поступление носителей из внешней цепи, то в [136,137] рассматривался противоположный случай, когда контакты не ограничивают ток. Необходимым условием также было, чтобы сильно ионизирующая частица пронизывала пленку. Соответственно проводящие треки частиц шунтировали сопротивление пленки.

Если монополярная проводимость обусловлена малым временем жизни, для определенности — дырок, то созданные частицей неравновесные дырки локализуются на центрах и неподвижны. Что касается электронов, то их перенос возможен через трек и внешнюю цепь.

Таким образом в полуизолирующей пленке возникает „сквозной проводящий канал“. Перенесенный в цепи заряд Q связан с созданным в ходе ионизации частицей зарядом Q_0 пропорцией

$$Q = Q_0 [(\mu_e \tau_e)_e F/d] = Q_0 (\tau_e/t_{dr}), \quad (9)$$

где $t_{dr} = d/\mu_e F$ — время дрейфа электронов через пленку. Если выполняется неравенство $\tau_e/t_{dr} > 1$, то будет наблюдаться усиление сигнала.

В работе [134] аналогичная ситуация была смоделирована при включении в пропускном направлении $p^+ - n - n^+$ -структур на основе пленок 6H-SiC с введенными радиационными центрами. Пленки имели исходную концентрацию нескомпенсированных доноров $N_d^+ - N_a^- = 4.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ и толщину в несколько мкм. Облучение протонами с энергией 8 МэВ дозой $8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ повышало сопротивление пленки до $5 \cdot 10^9 \text{ Ом} \cdot \text{см}$.

При прохождении α -частиц сквозь пленку зависимость сигнала от смещения в согласии с выражением (9) была линейной и соответствовала значению $\mu_e \tau_e = 7 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2/\text{В}$. При смещении 25 В удалось получить усиление в 1.7 раза.

Авторы [134] объясняют малую величину усиления высокой суммарной концентрацией дефектов структуры в пленке ($\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Поэтому описанный опыт в большей степени поясняет принцип усиления, чем его достижимую величину.

4.6.2. Усиление в структуре триода. Усиление заряда также с коэффициентом τ_e/t_{dr} можно получить в структуре триода (см., например, [138,139]). Эксперимент такого рода с использованием пленок SiC описан в [140,141].

Исходными для базовой области структуры служили пленки 6H-SiC p -типа проводимости, выращенные на n^+ -подложках методом сублимации в вакууме. Разностная концентрация примесей $N_a^- - N_d^+$ составляла $2.8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при толщине пленки $\sim 10 \text{ мкм}$. Роль второго электрода выполнял барьер Шоттки, получаемый напылением Ni.

Структуры исследовались в режиме включения с плавающей базой. Облучение α -частицами препарата ^{244}Cm (энергия 5.8 МэВ, пробег в SiC 20 мкм) велось со стороны барьера Шоттки. Возникающий в базе неравновесный заряд соответствовал поглощению энергии не более 2 МэВ. Форма спектра сигнала и ход средней амплитуды в зависимости от смещения на структуре U отслеживались стандартной техникой амплитудного анализа (см. разд. 4.2).

Барьерные области в структурах были существенно не одинаковыми. Барьер Шоттки соответствовал „резкому“ переходу, но со стороны n^+ -подложки переход к проводимости p -типа происходил плавно. Поэтому сопоставлялись две полярности включения, когда роль коллектора выполнял либо $p - n^+$ -переход подложки, либо барьер Шоттки.

1. В первом случае величина сигнала E всего в 2 раза превышала значение энергии, выделяемой α -частицей

в базе. Зависимость $E(U)$ была сублинейной с явной тенденцией к насыщению. Авторы [141] связывают такое поведение сигнала со слабой инжектирующей способностью эмиттера — барьера Шоттки и малым временем жизни носителей заряда у барьера. Форма спектральной линии была гауссовой с шириной FWHM $\approx 10\%$, что указывает на достаточно высокую однородность условий переноса заряда в пленке.

2. В режиме, когда коллектором является барьер Шоттки, зависимость $E(U)$ приобретала суперлинейный характер. Сигнал соответствовал уже величине 60–80 МэВ. Форма спектра, как и в первом случае, оказалась гауссовой, причем величина разброса составляла величину FWHM $\approx 9\%$ (практически равную полученной выше).

Качественное описание в [141] проведено согласно модели, развитой в монографии С.М. Рывкина [138]. „Первичные“ неосновные носители (в данном случае электроны), образованные в базе при торможении α -частицы, диффундируют к эмиттерному и коллекторному переходам, где вовлекаются в дрейф существующими полями. Неравновесные дырки оказываются в потенциальной яме и заряжают ее положительно относительно эмиттера. Изменение разности потенциалов эмиттер–база увеличивает инжектируемый эмиттером ток „вторичных“ электронов.

Для количественного описания эффекта полагалось, что усиление первичного тока фототриода происходит в $(1 - \alpha_T)^{-1}$ раз, где α_T — коэффициент переноса электронов в базе. Тем самым допускалось, что эффективность эмиттера равна единице. Выражение для α_T в случае транспорта вошедшего в базу заряда при δ -импульсе напряжения на переходе эмиттер–база согласно работе [142] имеет вид

$$\alpha_T = [(d - W)/L_D] / \text{sh}[(d - W)/L_D], \quad (10)$$

где W и L_D — ширина области объемного заряда коллекторного перехода и длина диффузионного смещения

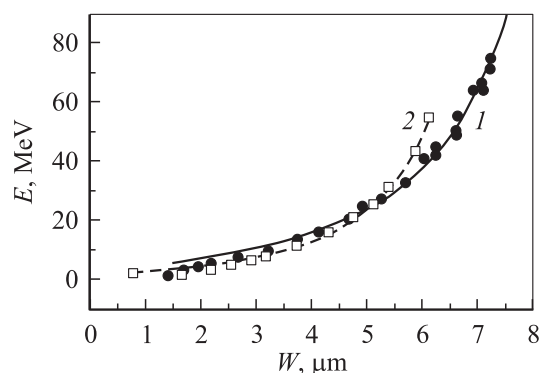


Рис. 13. Зависимость сигнала от α -частицы, выраженного в единицах энергии, от ширины области объемного заряда коллекторного перехода — барьера Шоттки. Точки — эксперимент, линии — аппроксимация согласно [140] при значениях подгоночных параметров: $L_D = 8.85, 5.85 \text{ мкм}$, толщина пленки $d = 10.75, 8.53 \text{ мкм}$ для образцов 1 и 2 соответственно.

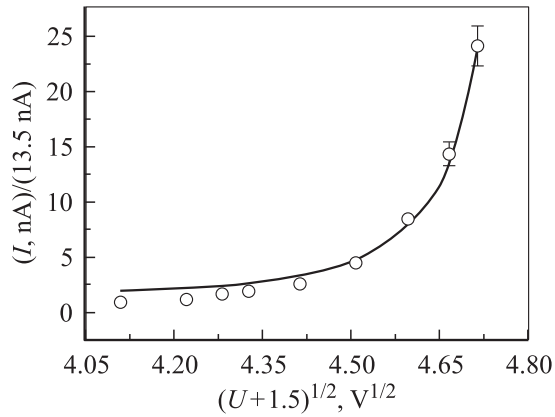


Рис. 14. Зависимость тока, наведенного излучением рентгеновской трубки, от напряжения на триодной структуре детектора. Сплошная кривая — аппроксимация согласно [102] при нормировке тока на величину 13.5 нА. Значения параметров: толщина пленки $d = 4.66$ мкм, длина диффузии электронов $L_D = 0.35$ мкм. Напряжение на аноде трубки 20 кВ.

электронов соответственно. Соотношение (10) лежит в основе итоговой формулы, используемой в [141] для описания сигнала детектора как функции d , W и L_D .

В ходе опыта регистрируется зависимость $E(U)$, поэтому значения U пересчитывались в величины W . На рис. 13 приведен результат подгонки значений α и L_D к экспериментальным данным для двух образцов.

Поток α -частиц относится к разряду сильно ионизирующих излучений. Вместе с тем более важна для практики реакция триодных структур на слабо ионизирующую радиацию (рентгеновское и γ -излучение, частицы высоких энергий), когда первоначальное выделение энергии в пленке мало.

В работе [102] регистрировались потоки квантов рентгеновского и оптического диапазонов. В первом случае использовалось излучение рентгеновской трубки (напряжение анода 20 кВ). Во втором случае детекторы облучались светом от ртутной лампы. Транзисторные структуры детекторов имели тонкую, ~ 5 мкм, базу при уровне ее легирования $N_a^- - N_d^+ = (1-3) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Площадь барьера Шоттки составляла 1.2 мм^2 .

Отклик на рентгеновское излучение с ростом напряжения U носил сверхлинейный характер. На рис. 14 приведен участок зависимости „фототока“ от $(U + 1.5)^{1/2}$, причем ток нормирован на его величину 13.5 нА при значении $(U + 1.5)^{1/2} = 4.1 \text{ В}^{1/2}$. Показательно, что на сравнительно малом интервале изменения аргумента наблюдается резкое возрастание тока с превышением начального значения в 25 раз.

При обработке данных рис. 14 [102] авторы использовали формулу для стационарного тока коллектора, приведенную в монографии [143],

$$I_c = I_{ph}/(1 - \alpha_T), \quad \alpha_T = \{ch[(d - W)/L_D]\}^{-1}. \quad (11)$$

Здесь I_{ph} — „первичный“ ток фотоэлектронов в коллектор; α_T — коэффициент переноса электронов, инжектированных в базу благодаря стационарной фотоэдс

на переходе эмиттер–база. Выражение для I_{ph} в [102] учитывало как дрейфовый перенос фотоэлектронов из области W , так и вклад их диффузии из нейтральной базы.

Сопоставление данных опыта с расчетными дали согласно рис. 14 толщину пленки $d = 4.66$ мкм и $L_D \approx 0.35$ мкм, что соответствовало режиму ее роста.

При генерации носителей заряда квантами оптического диапазона использовался полупрозрачный электрод из Ni. Аналогичная обработка данных $I_c(U)$ привела к значению $d = 4.67$ мкм, что совпадает с результатом при регистрации рентгеновского излучения. Однако величина $L_D = 0.83$ мкм более чем в 2 раза превысила значение L_D согласно рис. 14. Последнее можно связать с большими на 2 порядка токами при оптическом возбуждении носителей.

Показательно, что для наблюдаемого в [102,141] усиления сигнала характер генерации носителей заряда заметной роли не играет. Полярными случаями здесь являются воздействие α -частицами и рентгеновскими лучами. Если одиночные α -частицы создают плотные треки носителей в виде цилиндров диаметром ~ 10 мкм, то поток рентгеновских лучей производит носители с малой плотностью и равновероятно по всему объему базы транзисторной структуры. Однако в обоих случаях наблюдается сверхлинейный рост сигнала с близкими значениями коэффициента усиления. В итоге характер внесения излучением в базу неравновесных носителей для результирующего сигнала малосуществен. Последнее согласуется с моделью фототриода, где протекающий через базу ток определяется фотоэдс на переходе эмиттер–база, возникшей благодаря „первичному“ заряду как таковому.

Таким образом, в детекторах на базе „чистых“ пленок SiC можно реализовать внутреннее усиление сигнала в десятки раз. Это достигается в сравнительно простых в изготовлении структурах с барьером Шоттки при использовании последнего в качестве коллектора. С практической стороны важно, что сравнительно тонкие (порядка десятка мкм) пленки SiC можно использовать для регистрации проникающего излучения. При этом значение их эффективной толщины оказывается больше исходной в число раз, равное коэффициенту усиления сигнала.

5. Заключение

Успехи последних лет в совершенствовании процесса роста пленок SiC, естественно, затронули и аспекты его применения. В частности, возродился интерес к использованию SiC в ядерной физике и ее технических приложениях в качестве „детектирующей среды“. Результаты по разработке проблемы мы стремились изложить в двух аспектах: во-первых, отразить существующие примеры использования возможностей SiC в характерных задачах физики и техники; во-вторых, пояснить связь характеристик детекторов с ключевыми параметрами материала,

при этом отметить пути решения „обратной“ задачи — определения электрофизических свойств образцов SiC по характеристикам детекторных структур, выполненных на их основе.

Относительно свойств непосредственно РД в карбиде кремния показано, что при комнатной температуре, в независимости от технологии изготовления материала и вида падающих частиц, происходит увеличение концентрации уже существующих в материале собственных дефектов.

Образующиеся радиационные дефекты имеют как акцепторную, так и донорную природу. Это приводит в 6H-SiC, с одной стороны, к компенсации материала при комнатной температуре и, с другой стороны, к увеличению $N_d^+ - N_a^-$ при температуре > 600 К. В случае 4H-SiC концентрация вводимых акцепторов преобладает. В результате величина $N_d^+ - N_a^-$ оказывается меньше исходной и при повышенных температурах. Как следствие, оценку радиационной стойкости SiC нельзя ограничить только измерениями при комнатной температуре из-за значительной температурной зависимости скорости удаления носителей.

Численные значения скорости введения РД в SiC по крайней мере не превышают характерные величины для кремния — основного материала современной электроники.

Заклячая проблематику детекторов, отметим, что прогресс последних лет в технологии выращивания „чистых“ и совершенных по структуре пленок (с плотностью полых каналов — micropore-дефектов $\sim 1 \text{ см}^{-2}$) привел SiC в разряд материалов, пригодных для конструирования детекторов. В настоящее время еще рано говорить о выпуске опытных партий приборов. Число публикаций по исследованию структур или апробации детекторов в различных условиях работы заметно превышает количество сообщений о непосредственном решении научно-технических задач ядерной физики.

Однако уже четко определились возможности SiC в создании на его основе ряда детекторов специального применения, сохраняющих рабочие характеристики при высоких радиационных нагрузках, в условиях агрессивной среды и повышенных температур, до 500°C . Это — устройства мониторинга в α -активных кислотосодержащих средах; системы определения полей рентгеновского и γ -излучения, действующие, как минимум, до доз в десятки Мрад; детекторы для измерения полей тепловых нейтронов (конвертирующая среда ^{10}B), для регистрации высокоэнергетических нейтронов по реакции $^{12}\text{C}(n_0, \alpha)^9\text{Be}$, для анализа быстропротекающих, мощных импульсов рентгеновского излучения.

Отдельный класс задач представляют медицинские применения, связанные с подбором тормозной способности карбида кремния и тканей биологических объектов (тканезквивалентность).

Авторы благодарны профессору В.В. Козловскому за полезные обсуждения рукописи до ее опубликования.

Список литературы

- [1] *Вопросы радиационной технологии полупроводников*, под ред. Л.С. Смирнова (Новосибирск, Наука, 1980).
- [2] *Физические процессы в облученных полупроводниках*, под ред. Л.С. Смирнова (Новосибирск, Наука, 1977).
- [3] J.W. Corbett, J.C. Bourgein. In: *Point Defect in Solids* (N.Y.–London, Plenum Press, 1975) v. 2, p. 1.
- [4] B. Hudson, B.E. Sheldon. *J. Microsc.*, **97**, 113 (1973).
- [5] I.A. Honstvet, R.E. Smallman, P.M. Marquis. *Phil. Mag.*, **A41**, 201 (1980).
- [6] H. Inui, H. Mori, H. Fujita. *Phil. Mag.*, **B61**, 107 (1990).
- [7] W. Jiang, S. Theunthasan, W.J. Weber, R. Grotzschel. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B*, **161–163**, 501 (2000).
- [8] I. Lazanu, S. Lazanu. Preprint (Elsevier Preprint, 21 April 2002).
- [9] V.S. Balandovich, G.N. Violina. *Cryst. Lattice Defects Amorphous Mater.*, **13**, 189 (1987).
- [10] А.А. Лебедев. *ФТП*, **33**, 129 (1999).
- [11] H. Zhang, G. Pensl, P. Glasow, S. Leibenzeder. *Ext. Abstr. Electrochem. Soc. Meeting* (1989) p. 714.
- [12] J.P. Doyle, M.O. Adoelfotoh, B.G. Svensson, A. Schoner, N. Nordel. *Diamond Relat. Mater.*, **6**, 1388 (1997).
- [13] C. Hemmingson, N.T. Son, O. Kordina, E. Janzen, J.L. Lindstrom, S. Savarge, N. Nordel. *Mater. Sci. Eng. B*, **46**, 336 (1997).
- [14] C. Hemmingson, N.T. Son, O. Kordina, E. Janzen, J.P. Bergman, J.L. Lindstrom, S. Savarge, N. Nordel. *J. Appl. Phys.*, **81**, 6155 (1997).
- [15] T. Dalibor, G. Pensl, H. Matsunami, T. Kimoto, W.J. Choyke, A. Schoner, N. Nordel. *Phys. St. Sol. (a)*, **162**, 199 (1997).
- [16] M. Gong, S. Fung, C.D. Beiling, Zhipu You. *J. Appl. Phys.*, **85**, 7604 (1999).
- [17] В.С. Балландович. *ФТП*, **33**, 1188 (1999).
- [18] I. Pintilie, L. Pintilie, K. Irmscher, B. Thomas. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 4841 (2002).
- [19] M. Gong, S. Fung, C.D. Beiling, Zhipu You. *J. Appl. Phys.*, **85**, 7120 (1999).
- [20] H.J. von Bardeleben, J.L. Cantin, L. Henry, M.F. Barthe. *Phys. Rev. B*, **62**, 10 841 (2000).
- [21] N.T. Son, B. Magnusson, E. Janzen. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 3945 (2002).
- [22] В.В. Евстропов, А.М. Стрельчук. *ФТП*, **30**, 92 (1996).
- [23] И.М. Павлов, М.И. Иглицын, М.Г. Косагонов, В.Н. Соломатин. *ФТП*, **9**, 1320 (1975).
- [24] А.И. Вейнгер, А.А. Лепнева, Г.А. Ломакина, Е.Н. Мохов, В.И. Соколов. *ФТП*, **18**, 1932 (1984).
- [25] Р.Н. Кютт, А.А. Лепнева, Г.А. Ломакина, Е.Н. Мохов, А.С. Трегубова, Г.Ф. Юлдашев. *ФТТ*, **30**, 1500 (1988).
- [26] А.И. Гирка, В.А. Кулешин, А.Д. Мокрошин, Е.Н. Мохов, С.В. Свирида, А.В. Щукин. *ФТП*, **23**, 790 (1989).
- [27] Р.Н. Кютт, А.А. Лепнева, Г.А. Ломакина, Е.Н. Мохов, А.С. Трегубова, М.П. Щеглов, Г.Ф. Юлдашев. *ФТТ*, **30**, 2606 (1988).
- [28] V.V. Evstropov, A.M. Strel'chuk, A.L. Syrkin, V.E. Chelnokov. *Inst. Phys. Conf. Ser.*, **137**, 589 (1994).
- [29] O. Okada, T. Kimura, T. Nakata, M. Watanabe, S. Kanazava, I. Kanno, K. Kamitani, K. Atobe, M.N. Nakagawa. *Inst. Phys. Conf. Ser.*, **142**, 469 (1996).
- [30] H. Matsunami, T. Kimoto. *Mater. Sci. Eng.*, **R20**, 125 (1997).
- [31] V. Nagesh, J.W. Farmer, R.F. Davis, H.S. Kong. *Appl. Phys. Lett.*, **50**, 1138 (1987).

- [32] S. Kanazawa, M. Okada, J. Ishii, T. Nozaki, K. Shin, S. Ishihara, I. Kimura. *Mater. Sci. Forum*, **389–393**, 517 (2002).
- [33] G.C. Rubicki. *J. Appl. Phys.*, **78**, 2996 (1995).
- [34] И.В. Ильин, Е.Н. Мохов, П.Г. Баранов. *ФТТ*, **35**, 1409 (2001).
- [35] А.А. Лебедев, Д.В. Давыдов, А.М. Стрельчук, В.В. Козловский, А.Н. Кuznetsov, Е.В. Богданова. *Mater. Sci. Forum*, **338–342**, 973 (2000).
- [36] А.М. Стрельчук, В.В. Козловский, Н.С. Савкина, М.Г. Растегаева, А.Н. Андреев. *Mater. Sci. Eng.*, **61–62**, 441 (1999).
- [37] А.А. Лебедев, А.М. Стрельчук, В.В. Козловский, Н.С. Савкина, Д.В. Давыдов, В.В. Соловьев. *Mater. Sci. Eng.*, **61–62**, 450 (1999).
- [38] А.А. Лебедев, А.И. Вейнгер, Д.В. Давыдов, А.М. Стрельчук, В.В. Козловский, Н.С. Савкина. *ФТП*, **34**, 1058 (2000).
- [39] А.А. Лебедев, А.И. Вейнгер, Д.В. Давыдов, А.М. Стрельчук, В.В. Козловский, Н.С. Савкина. *J. Appl. Phys.*, **88**, 6265 (2000).
- [40] М.М. Аникин, А.Н. Андреев, А.А. Лебедев, С.Н. Пятко, М.Г. Растегаева, Н.С. Савкина, А.М. Стрельчук, А.Л. Сыркин, В.Е. Челноков. *ФТП*, **25**, 328 (1991).
- [41] A. Kawasuso, F. Redmann, R. Krause-Rehberg, P. Sperr, Th. Frank, M. Weidner, G. Pensl, H. Itoh. *J. Appl. Phys.*, **90**, 3377 (2001).
- [42] A. Kawasuso, F. Redmann, R. Krause-Rehberg, P. Sperr, Th. Frank, M. Weidner, G. Pensl, H. Itoh. *Mater. Sci. Forum*, **353–356**, 537 (2001).
- [43] M.F. Barthe, P. Desgardin, L. Henry, C. Corbel, D.T. Britton, G. Kogel, S. Sperr, W. Triffithauser, P. Vicente, L. di Ciocco. *Mater. Sci. Forum*, **389–393**, 493 (2002).
- [44] А.А. Лебедев, Д.В. Давыдов, Н.С. Савкина, А.С. Трегубова, М.П. Щеглов, Р. Якимова, М. Суваряви, Е. Янсен. *ФТП*, **34**, 1183 (2000).
- [45] A. Kawasuso, F. Redmann, R. Krause-Rehberg, P. Sperr, Th. Frank, M. Weidner, G. Pensl, H. Itoh. *J. Appl. Phys.*, **70**, 3950 (2001).
- [46] W.C. Mitchel, R. Perrin, J. Goldstein, A. Saxler, M. Roth, S.R. Smith, J.S. Solomon, A.O. Euwarage. *J. Appl. Phys.*, **86**, 5040 (1999).
- [47] А.И. Вейнгер, В.А. Ильин, Ю.М. Таиров, В.Ф. Цветков. *ФТП*, **15**, 1557 (1981).
- [48] D.T. Britton, M.F. Barthe, C. Corbel, A. Hempel, L. Henry, P. Desgardin, W. Bauer-Kugelman, G. Kogel, S. Sperr, W. Triffithauser. *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 1234 (2001).
- [49] H.J. von Bardeleben, J.L. Cantin, I. Vickridge, G. Battisting. *Phys. Rev.*, **62**, 10126 (2000).
- [50] Д.В. Давыдов, А.А. Лебедев, В.В. Козловский, Н.С. Савкина, А.М. Стрельчук. *Physica B*, **308–310**, 641 (2001).
- [51] В.В. Макаров, Н.Н. Петров. *ФТТ*, **8**, 1602 (1966).
- [52] В. Макаров. *ФТТ*, **9**, 596 (1967).
- [53] Н.В. Кодрау, В.В. Макаров. *ФТП*, **15**, 1408 (1981).
- [54] L. Patrick, W.J. Choyke. *Phys. Rev. B*, **5**, 3253 (1972).
- [55] В.В. Макаров, Н.Н. Петров. *ФТТ*, **8**, 3393 (1966).
- [56] В.В. Макаров. *ФТТ*, **13**, 2357 (1971).
- [57] В.М. Гусев, К.Д. Демаков, В.М. Ефимов, В.И. Ионов, М.Г. Косагонов, Н.К. Прокофьев, В.Г. Столярова, Ю.Н. Чекушкин. *ФТП*, **15**, 2430 (1981).
- [58] Ю.А. Водаков, Г.А. Ломакина, Е.Н. Мохов, М.Г. Рамм, В.И. Соколов. *ФТП*, **20**, 2153 (1986).
- [59] Ю.М. Сулейманов, А.М. Грехов, В.М. Грехов. *ФТТ*, **25**, 1840 (1983).
- [60] Ю.А. Водаков, А.И. Гирка, А.О. Константинов, Е.Н. Мохов, А.Д. Роенков, С.В. Свирда, В.В. Семенов, В.И. Соколов, А.В. Шишкин. *ФТП*, **26**, 1857 (1992).
- [61] W.J. Choyke. In: *NATO ASI Ser. Physics and Chemistry of Carbides, Nitrides and Borides*, ed. by R. Freer (Manchester, 1989).
- [62] А.Н. Андреев, М.М. Аникин, А.А. Лебедев, Н.К. Полетаев, А.М. Стрельчук, А.Л. Сыркин, В.Е. Челноков. *ФТП*, **28**, 729 (1994).
- [63] М.М. Аникин, А.С. Зубрилов, А.А. Лебедев, А.М. Стрельчук, А.Е. Черенков. *ФТП*, **25**, 479 (1991).
- [64] А.А. Лебедев, В.В. Козловский, Н.Б. Строкан, Д.В. Давыдов, А.М. Иванов, А.М. Стрельчук. *ФТП*, **36**, 1352 (2002).
- [65] B.G. Svensson, A. Hallen, M.K. Linarson, A.Yu. Kuznetsov, M.S. Janson, D. Aberg, J. Osterman, P.O.A. Persson, L. Uultman, L. Storasta, F.U.C. Carlsson, J.P. Bergman, C. Jagadish, E. Morvan. *Mater. Sci. Forum*, **353–356**, 549 (2001).
- [66] A. Hallen, A. Henry, P. Pellegrino, B.G. Svensson, D. Aberg. *Mater. Sci. Eng.*, **61–62**, 378 (1999).
- [67] R.K. Nadella, M.A. Capano. *Appl. Phys. Lett.*, **70**, 886 (1997).
- [68] V. Nagesh, J.W. Farmer, R.F. Davis, H.S. Kong. *Appl. Phys. Lett.*, **50**, 1138 (1987).
- [69] J. McGarrity, F. McLean, M. Dealancey, J. Palmour, C. Carter, J. Edmond, R. Oakley. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **39**, 1974 (1992).
- [70] H. Itoh, M. Yoshikawa, I. Nashiyama, S. Misawa, H. Okumura, S. Yoshida. *Springer Proc. Phys.*, **56**, 143 (1992).
- [71] В.С. Вавилов, Н.Ю. Исаев, Б.Н. Мукашев, А.Б. Спицын. *ФТП*, **6**, 1041 (1972).
- [72] Ю.В. Булгаков, Т.И. Коломенская. *ФТП*, **1**, 422 (1967).
- [73] В.Л. Винецкий, Л.С. Смирнов. *ФТП*, **5**, 176 (1971).
- [74] Д.В. Давыдов, А.А. Лебедев, А.С. Трегубова, В.В. Козловский, А.Н. Кuznetsov, Е.В. Богданова. *Mater. Sci. Forum*, **338–342**, 221 (2000).
- [75] А.О. Константинов, В.Н. Кузьмин, Л.С. Лебедев, Д.П. Литвин, А.Г. Остроумов, В.И. Санкин. *ЖТФ*, **54**, 1622 (1984).
- [76] А.О. Константинов, Н.С. Константинова, О.И. Коньков, Е.И. Теруков, П.А. Иванов. *ФТП*, **28**, 342 (1994).
- [77] П.А. Иванов, О.И. Коньков, В.Н. Пантелеев, Т.П. Самсонова. *ФТП*, **31**, 1404 (1997).
- [78] N. Atchtziger, J. Grillenberger, W. Witthuhn, M.K. Linarsson, J. Janson, B.G. Svensson. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 945 (1998).
- [79] H. Inui, H. Mori, H. Fujita. *Phil. Mag. B*, **1**, 107 (1990).
- [80] А.А. Лепнева, Е.Н. Мохов, В.Г. Одинг, А.С. Трегубова. *ФТТ*, **33**, 2217 (1991).
- [81] P. Musumeci, L. Calcagno, M.G. Grimaldi, G. Foti. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B*, **116**, 327 (1996).
- [82] A. Galeskas, J. Linnros, P. Pirous. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 883 (2002).
- [83] K. Kojima, T. Ohno, T. Fujimoto, M. Katsuno, N. Ohtani, J. Nishio, T. Suzuki, T. Tanaka, Y. Ishida, T. Takahashi, K. Arai. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 2974 (2002).
- [84] T.A. Kuhr, J.Q. Liu, H.J. Chung, M. Skowronski, F. Szmulowicz. *J. Appl. Phys.*, **92**, 5863 (2002).
- [85] R. Okojie, M. Xiang, P. Pirouz, S. Tumakha, G. Jessen. *Appl. Phys. Lett.*, **79**, 3056 (2001).

- [86] L.J. Brillson, S. Tumakha, G.H. Jessen, R.S. Okojie, M. Zhang, P. Pirouz. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 2785 (2002).
- [87] Ю.А. Водаков, Г.А. Ломакина, Е.Н. Мохов. *ФТП*, **24**, 1377 (1982).
- [88] E. Oliviero, M.L. David, M.F. Beaufort, J. Nomgaudyte, L. Pranevicius, A. Declémy, J.F. Barbot. *J. Appl. Phys.*, **91**, 1179 (2002).
- [89] В.А. Козлов, В.В. Козловский, А.Н. Титков, М.С. Дунаевский, А.К. Крыжановский. *ФТП*, **36**, 1310 (2002).
- [90] A. Fissel, B. Schroter, U. Kaiser, W. Richter. *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 2418 (2000).
- [91] A.A. Lebedev, A.M. Strelchuk, D.V. Davydov, N.S. Savkina, A.S. Tregubova, A.N. Kuznetsov, V.A. Solov'ev, N.K. Poletaev. *Appl. Sci. Surf.*, **184**, 419 (2001).
- [92] А.А. Лебедев, А.М. Стрельчук, Н.С. Савкина, Е.В. Богданова, А.С. Трегунова, А.Н. Кузнецов, Л.М. Сорокин. *Письма ЖТФ*, **28** (23), 78 (2002).
- [93] R.V. Babcock, S.L. Ruby, F.D. Schupp, K.H. Sun. *Miniature Neutron Detectors*. Westinghouse Elec. Corp. Materials Engineering Report No.5711-6600-A (November 1957).
- [94] R.V. Babcock, H.C. Chang. *International Atomic Energy Agency Symposium Proceedings* (1963) v. 1, p. 613.
- [95] R.V. Babcock. *Radiation Damage in SiC*. Westinghouse Research and Development Center Document No.64-8C2-432-P1 (October 1964).
- [96] В.А. Тихомирова, О.П. Федосеева, Г.Ф. Холуянов. *ФТП*, **6** (5), 957 (1972).
- [97] В.А. Тихомирова, О.П. Федосеева, Г.Ф. Холуянов. *Атомная энергия*, **34** (2), 122 (1973).
- [98] В.А. Тихомирова, О.П. Федосеева, В.В. Большаков. *Измер. техника*, № 6, 67 (1973).
- [99] А.А. Лебедев, Н.С. Савкина, А.М. Иванов, Н.Б. Строкан, Д.В. Давыдов. *ФТП*, **34** (2), 249 (2000).
- [100] А.А. Lebedev, N.S. Savkina, A.M. Ivanov, N.B. Strokan, D.V. Davydov. *Mater. Sci. Forum*, **338–342**, 1447 (2000).
- [101] F. Nava, P. Vanni, C. Lanzieri, C. Canali. *Nucl. Instr. Meth. A*, **437**, 354 (1999).
- [102] Н.Б. Строкан, А.М. Иванов, М.Е. Бойко, Н.С. Савкина, А.М. Стрельчук, А.А. Лебедев, Р. Якимова. *ФТП*, **37** (1), 65 (2003).
- [103] *Ion Implantation. Science and Technology*, ed. by J.F. Ziegler (Academic Press. Inc., 1984).
- [104] M. Rogalla, K. Runge, A. Soldner-Rembold. *Nucl. Phys. B*, **78**, 516 (1999).
- [105] R.A. Logan, A.G. Chynoweth. *J. Appl. Phys.*, **33**, 1649 (1962).
- [106] В.В. Макаров. *ФТП*, **9**, 1098 (1975).
- [107] Н.Б. Строкан. *Письма ЖТФ*, **24**, 44 (1998).
- [108] В.К. Еремин, С.Г. Даненгириш, Н.Б. Строкан, Н.И. Тиснек. *ФТП*, **8**, 556 (1974).
- [109] F. Nava, P. Vanni, G. Verzellesi, A. Castaldini, A. Cavallini, L. Polenta, R. Nipoti, C. Donolato. *Mater. Sci. Forum*, **353–356**, 757 (2001).
- [110] DESSIS-6.0 Reference Manual, ISE Integrated Systems Engineering AG. (Zurich, Switzerland).
- [111] T. Kimoto, S. Nakazawa, K. Fujihira, T. Hirao, S. Nakamura, Y. Chen, K. Hashimoto, H. Matsunami. *Mater. Sci. Forum*, **389–393**, 165 (2002).
- [112] E. Kalinina, G. Kholujanov, V. Solov'ev, A. Strel'chuk, V. Kossov, R. Yafaev, A. Kovarski, A. Schukarev, S. Obyden, G. Saparin, P. Ivannikov, A. Hallen, A. Konstantinov. *Appl. Surf. Sci.*, **184**, 323 (2001).
- [113] Г.Н. Виолина, Е.В. Калинина, Г.Ф. Холуянов, В.Г. Косов, Р.Р. Яфаев, А. Хален, А.О. Константинов. *ФТП*, **36**, 750 (2002).
- [114] G. Bertuccio, R. Casigagli, F. Nava. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **48**, 232 (2001).
- [115] G. Bertuccio, R. Casigagli. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **50**, 175 (2003).
- [116] GREE Research, Inc., Durham, NC 27 713, USA.
- [117] M. Bruzzi, F. Nava, S. Russo, S. Sciortino, P. Vanni. *Diamond. Relat. Mater.*, **10**, 657 (2001).
- [118] P. Bergonzo, D. Tromson, C. Mer, B. Guizard, F. Foulon, A. Brambilla. *Phys. St. Sol. (a)*, **185** (1), 167 (2001).
- [119] M. Rogalla, K. Runge, A. Soldner-Rembold. *Nucl. Phys. B*, **78**, 516 (1999).
- [120] R.R. Ferber, G.N. Hamilton. *Silicon Carbide High Temperature Neutron Detectors for Reactor Instrumentation*. Westinghouse Research and Development Center Document No.65-1C2-RDFCT-P3 (June 1965).
- [121] A.R. Dulloo, F.H. Ruddy, J.G. Seidel. *Radiation Response Testing of SiC Semiconductor Neutron Detectors for Monitoring Thermal Neutron Flux*. Westinghouse Science and Technology Report No.97-9TK1-NUSIC-R1 (1997).
- [122] F.H. Ruddy, A.R. Dulloo, J.G. Seidel, S. Seshadri, L.B. Rowland. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **45** (3), 536 (1998).
- [123] A.R. Dulloo, F.H. Ruddy, J.G. Seidel, C. Davison, T. Flinchbaugh, T. Daubenspeck. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **46** (3), 275 (1999).
- [124] G. Lindstrom, M. Moll, E. Fretwurst. *Nucl. Instr. Meth.*, **A426**, 1 (1999).
- [125] E. Verbitskaya, M. Abreu, V. Bartsch et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **49** (1), 258 (2002).
- [126] А.М. Иванов, Н.Б. Строкан, Д.В. Давыдов, Н.С. Савкина, А.А. Лебедев, Ю.Т. Миронов, Г.А. Рябов, Е.М. Иванов. *ФТП*, **35** (4), 495 (2001).
- [127] А.М. Иванов, Н.Б. Строкан, Д.В. Давыдов, Н.С. Савкина, А.А. Лебедев, Ю.Т. Миронов, Г.А. Рябов, Е.М. Иванов. *Appl. Surf. Sci.*, **184**, 431 (2001).
- [128] N.S. Savkina, A.A. Lebedev, D.V. Davydov, A.M. Strel'chuk, A.S. Tregubova, C. Raynaud, J.-P. Chante, M.-L. Locatelli, D. Planson, J. Milan, P. Godignon, F.J. Campos, N. Mestres, J. Pascual, G. Brezeanu, M. Badila. *Mater. Sci. Eng.*, **B77**, 50 (2000).
- [129] М.М. Аникин, Н.И. Кузнецов, А.А. Лебедев, Н.С. Савкина, А.Л. Сыркин, В.Е. Челноков. *ФТП*, **28**, 457 (1994).
- [130] А.А. Lebedev, A.I. Veinger, D.V. Davydov, V.V. Kozlovskii, N.S. Savkina, A.M. Strel'chuk. *J. Appl. Phys.*, **88**, 1 (2000).
- [131] В.В. Емцев, Т.Б. Машовец, В.В. Михнович. *ФТП*, **26**, 22 (1992).
- [132] G. Davies. *Physica B*, **273–274**, 15 (1999).
- [133] V. Eremin, N. Strokan, E. Verbitskaya, Z. Li. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A372**, 388 (1996).
- [134] Н.Б. Строкан, А.А. Лебедев, А.М. Иванов, Д.В. Давыдов, В.В. Козловский. *ФТП*, **34**, 1443 (2000).
- [135] А.А. Lebedev, N.B. Strokan, A.M. Ivanov, D.V. Davydov, V.V. Kozlovskii. *Mater. Sci. Forum*, **353–356**, 763 (2001).
- [136] С.М. Рывкин. *ЖТФ*, **26**, 2667 (1956).
- [137] Н.А. Витовский, П.И. Малеев, С.М. Рывкин. *ЖТФ*, **28**, 460 (1958).
- [138] С.М. Рывкин. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках* (М., Физматгиз, 1963).
- [139] A. Rose. *Concepts in Photoconductivity and Applied Problems* (N.Y.–London, 1963).

- [140] 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).
- [141] N.B. Strokan, A.M. Ivanov, D.V. Davydov, N.S. Savkina, E.V. Bogdanova, A.N. Kuznetsov, A.A. Lebedev. *Appl. Surf. Sci.*, **184**, 455 (2001).
- [142] А.А. Гринберг. *ФТТ*, **1**, 31 (1959).
- [143] S.M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices* (John Wiley & Sons, 1981).

Редактор Л.В. Шаронова

Radiation hardness of SiC and nuclear radiation detectors based on the SiC films

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

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