

Спектрометрия короткопробежных ионов детекторами на основе CVD-пленок 4H-SiC

© Н.Б. Строкан, А.М. Иванов[†], Е.В. Калинина, Г.Ф. Холуянов, Г.А. Онушкин, Д.В. Давыдов, Г.Н. Виолина*

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

* Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет,
197376 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 14 июля 2004 г. Принята к печати 9 августа 2004 г.)

На эпитаксиальных слоях 4H-SiC толщиной 50 мкм, выращенных методом газотранспортной эпитаксии, термовакuumным напылением Сг были изготовлены барьеры Шоттки площадью 10^{-2} см². Концентрация нескомпенсированных доноров в пленках составляла $(4-6) \cdot 10^{14}$ см⁻³, что позволяло при обратном смещении 400 В развить рабочую зону детектора до ≈ 30 мкм. Спектрометрические характеристики детекторов определялись с использованием α -частиц в диапазоне энергий 4.8–7.7 МэВ. Для линий 5.0–5.5 МэВ достигнуто значение разрешения по энергии менее 20 кэВ (0.34%), что лишь в 2 раза уступает прецизионным кремниевым детекторам, изготовленным по специализированной технологии. Величина максимальной амплитуды сигнала соответствует значению средней энергии образования пары электрон–дырка в SiC, равной 7.70 эВ.

1. Введение

Проблемы регистрации ядерных излучений с целью обеспечения безопасности работы на атомных и космических станциях, при утилизации ядерных отходов и работе в радиоактивно-зараженных районах, особенно при повышенных температурах и при наличии химически агрессивной среды, являются весьма актуальными. Решение этих проблем невозможно без создания высокотемпературных детекторов ядерных излучений с высоким разрешением, способных работать в спектрометрическом режиме в экстремальных условиях. Однако приборы с указанной совокупностью свойств не могут быть реализованы с использованием традиционных полупроводниковых материалов (Ge, Si, CdTe, GaAs). Наиболее подходящим исходным материалом для создания подобных детекторов является широкозонный карбид кремния.

Перспективность использования SiC для изготовления высокотемпературных детекторов и спектрометров ядерных излучений была показана уже в ранних работах по исследованию влияния облучения нейтронами и α -частицами на свойства SiC и приборов на его основе [1–3]. Однако высокое содержание дефектов и высокие значения концентраций носителей тока в материале не позволяли получать разрешение по энергии, превышающее 8–9% [4]. В последние годы достигнут значительный прогресс в выращивании чистых эпитаксиальных слоев SiC с низким содержанием глубоких уровней и относительно высокими величинами диффузионных длин и времен жизни носителей заряда [5]. Недавно на таких чистых эпитаксиальных слоях политипа 4H-SiC с концентрацией доноров $N_d - N_a = (1-2) \cdot 10^{15}$ см⁻³ были проведены исследования по спектрометрии короткопробежных ионов. Для этих целей диодные структуры с

барьерами Шоттки, сформированными на этих эпитаксиальных слоях, облучали α -частицами естественного распада с энергиями 5.1–5.5 МэВ, используя изотопы ²³⁹Pu, ²⁴⁰Pu, ²⁴¹Am и ²³⁸Pu. В структурах при напряжениях 225–400 В наблюдалось насыщение зависимости сигнала детектора от обратного напряжения, что указывало на полный перенос образованного облучением неравновесного заряда и, следовательно, на максимальную величину сигнала детектора. В таких SiC-детекторах впервые реализовывалось разрешение по энергиям $\sim 0.5\%$ [6].

В настоящей работе приведены новые данные по исследованию спектрометрических возможностей детекторов на основе более высокоомных чистых эпитаксиальных слоев 4H-SiC.

2. Методика эксперимента

Исследовались характеристики детекторных структур, сформированных на базе эпитаксиальных слоев 4H-SiC толщиной 50 мкм, выращенных методом газотранспортной эпитаксии (CVD) с концентрацией нескомпенсированных доноров $N_d - N_a = (4-6) \cdot 10^{14}$ см⁻³ на коммерческих подложках n^+ -4H-SiC с концентрацией $N_d - N_a = 10^{19}$ см⁻³. Барьеры Шоттки из Сг площадью 10^{-2} см² и толщиной 0.1 мкм, а также базовые контакты Сг/Al формировались методом термовакuumного напыления. Диодные структуры облучали α -частицами с энергиями 4.8–7.7 МэВ, используя изотопы ²²⁶Ra, ²⁴¹Am и ²³⁸Pu.

Качество CVD-пленок оценивалось несколькими методами. Так, структура дефектных центров в образцах изучалась по спектрам фотолюминесценции при температуре 77 К. Диффузионные длины неосновных носителей заряда — дырок (L_D) определялись из зависимости фототока от обратного напряжения в тем-

[†] E-mail: alexandrivanov@pop.ioffe.rssi.ru
Fax: +7 (812) 247 1017

пературном интервале 300–450 К. Распределение электрически активной примеси вблизи барьеров Шоттки, а также характеристики глубоких уровней в запрещенной зоне 4H-SiC изучались по вольт-фарадным (C-V) измерениям и DLTS-данным, полученным в температурном диапазоне 80–700 К. Прямые и обратные вольт-амперные (I-V) характеристики диодов Шоттки измерялись на постоянном токе.

В детекторных структурах определялись зависимость средней амплитуды сигнала от смещения на диоде („charge collection efficiency“ — CCE), разрешение по энергии, а также проводилось определение характера шума с привлечением методики сопоставления шумов темного тока и фототока [7]. Данные по CCE позволяют также независимо оценить значения $N_d - N_a$ и L_D в эпитаксиальных слоях. Полученные величины сравнивались с результатами C-V-характеристик и хода фототока от смещения.

При определении указанных характеристик детекторов (включая шумы) использовалась стандартная для спектрометрии аппаратура. Установка включала функциональные блоки фирмы ORTEC: зарядочувствительный предусилитель 142, усилитель с формированием полосы пропускания RC-цепочками 571 и прецизионный генератор 419. Анализ амплитудного спектра проводился с помощью сочлененной с компьютером платы, обеспечивающей общее число каналов 4000 (разработка „RI-161/01“ ПИЯФ РАН). Для калибровки цены канала использовались линии α -распада ^{226}Ra и прецизионный кремниевый детектор ФТИ РАН [8].

3. Результаты эксперимента и их обсуждение

3.1. Характеристики исходного материала

Согласно данным фотолюминесценции, для исследованных эпитаксиальных CVD-слоев наблюдалась интенсивная основная полоса с максимумом при 390 нм (рис. 1). Эта полоса идентифицируется как рекомбинация свободного экситона, связанная с переходами оптических фононов (FE-TO) в SiC политаипа 4H [9]. Наличие триплета линий в максимуме, разрешаемых даже при температуре 77 К, указывает на высокое качество эпитаксиальных слоев. Однако при этом в спектре наблюдались слабые линии, обусловленные донорно-акцепторными переходами (DAP) азот-алюминий [10], наличием малого количества различных дефектов (см. максимум при 460 нм) и присутствием включений политаипа 15R [9]. Как следствие высокого качества эпитаксиальных слоев, диффузионные длины неосновных носителей — дырок, определенные из измерений фототока при обратных смещениях, составляли 8–10 мкм и увеличивались в 1.4 раза при нагреве до 450 К.

C-V-характеристики барьеров Шоттки были линейны в координатах $1/C^2 = f(U)$ до обратных напряже-

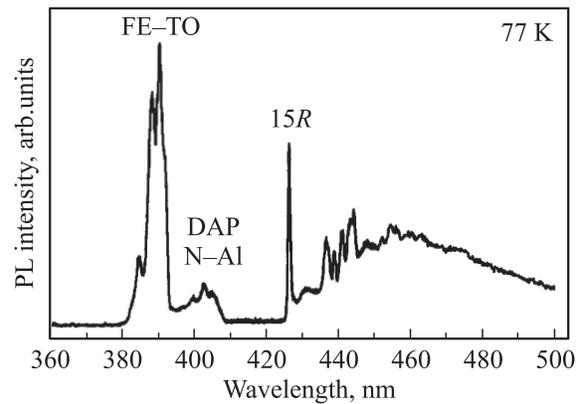


Рис. 1. Спектр фотолюминесценции эпитаксиальных CVD-слоев 4H-SiC, измеренный при $T = 77$ К.

ний 120 В и не зависели от частоты и температуры измерений. Такое поведение C-V-характеристик является предпосылкой низкого содержания дефектных центров в CVD-слоях. И действительно, DLTS-измерения выявили наличие только одного центра неизвестной пока природы с энергией 0.82 эВ в количестве $1.8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ с сечением захвата $3 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$.

I-V-характеристики были типичны для барьеров Шоттки с высотой барьера 1 В и коэффициентом идеальности 1.1. При обратных напряжениях 500 В обратные токи не превышали 1 пА. Такие характеристики барьеров Шоттки позволяли развить область объемного заряда в десятки мкм и использовать структуры в качестве спектрометрических детекторов α -частиц.

3.2. Спектрометрия α -частиц

Работа детектора в режиме спектрометрии подразумевает реализацию высокого разрешения по энергии. Для этого необходимо, чтобы созданный ионом неравновесный заряд переносился к электродам детектора максимально полно. На рис. 2 для двух образцов приведен ход сигнала в зависимости от приложенного к детектору смещения (U) при регистрации α -частиц с энергией $E_\alpha = 5390$ кэВ. Значения энергии по оси ординат (E) получены с использованием величины средней энергии образования пары электрон-дырка $\epsilon_{\text{SiC}} = 7.70$ эВ [6]. Прослеживается четкое насыщение зависимости при напряжениях, превышающих 150 В. Это позволяет заключить, что перенос заряда при $U > 150$ В происходит полно.

При малых смещениях пробег частицы (R) превышает протяженность области электрического поля W . В переносе заряда помимо „быстрого“ дрейфа участвует также сравнительно медленная диффузия дырок в базе детектора. Рекомбинация неравновесных носителей в ходе диффузии обуславливает потери заряда и приводит к отклонению $\text{CCE} = E/E_\alpha$ от величины 100%. Для начального участка зависимости $E(U)$ возможна аппрок-

Соотношение энергии α -частиц E_α , их пробега R в SiC и протяженности области электрического поля W_0 , обеспечивающей потери заряда $E_\alpha - E = 6$ кэВ

E_α , кэВ	R , мкм	W_0 , мкм
4787	15.5	15.8
5489	18.8	18.9
6002	21.6	21.2

симация линейной функцией

$$E = \frac{dE_\alpha}{dx}(L_D + W). \quad (1)$$

Здесь dE_α/dx — удельные потери энергии α -частицы в начале пробега ~ 200 кэВ/мкм, L_D — длина диффузионного смещения дырок, W — ширина области объемного заряда. Соотношение (1) позволяет оценить величину L_D , а также концентрацию нескомпенсированных примесей в пленке $N_d - N_a$ непосредственно по амплитуде сигнала детектора. Для указанных образцов были получены значения $L_D = 11.2$ и 10.7 мкм при $N_d - N_a = 5.85 \cdot 10^{14}$ и $4.40 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$ соответственно. Эти величины оказались в хорошем согласии с данными C-V-характеристик и зависимостей фототока от смещения.

Располагая значением $N_d - N_a$, можно определить ход $W(U)$ и далее выявить зависимость дефицита амплитуды ($E_\alpha - E$) непосредственно от протяженности области W . Результат сопоставления зависимости $E_\alpha - E$ от W для трех энергий α -частиц ^{226}Ra представлен на вставке к рис. 2. Видно, что резкое падение дефицита вплоть до нулевых значений происходит для разных энергий подобным образом. Характерно также, что значения $E_\alpha - E \approx 0$ наблюдаются при величинах $W = W_0 \approx R$, когда роль диффузии в переносе носителей сведена к минимуму. Данные таблицы для выбранного нами уровня дефицита $E_\alpha - E = 6$ кэВ ($\approx 0.1\%$) поясняют сказанное. Однако для 4-й линии ^{226}Ra с энергией 7687 кэВ максимально достигнутая величина $W = 28.4$ мкм оказывается менее пробега ($R = 31$ мкм), что приводит к значительному дефициту (82 кэВ).

На рис. 3 приведена форма спектра α -распада ^{226}Ra , измеренная при $U = 400$ В. Видно, что неполный перенос заряда в случае α -частиц с энергией 7687 кэВ сказывается и на ширине спектральной линии. Эта величина характеризует разрешение по энергии и определяется на половине высоты от максимума (FWHM). Как следует из рис. 3, величина FWHM для упомянутой линии существенно превышает таковую для трех остальных линий, расположенных ниже по энергии.

Отметим, что спектр на рис. 3 позволяет получить лишь оценочное значение разрешающей способности SiC-детектора. С помощью прецизионного Si-детектора было установлено, что линии источника ^{226}Ra обладают заметной для нашего случая собственной шириной и, несмотря на полный перенос заряда, опреде-

ление FWHM SiC-детектора по „тонким“ линиям диапазона 4.7–6.0 МэВ некорректно. Поэтому разрешение SiC-детектора определялось с помощью другого спектретрического источника, имевшего 4 близко лежащих линии в диапазоне 5.4–5.5 МэВ. Измеренные спектры сравнивались с полученными для прецизионного Si-детектора.

Как следует из рис. 4, Si-детектор разделяет два правых пика, а наличие „плеча“ у левого пика указывает на присутствие менее интенсивной (и меньшей по энергии) линии. В спектре SiC-детектора картина несколько смазана, однако получено значение $\text{FWHM} = 18.8$ кэВ (0.34%), что лишь в 2 раза уступает хорошо технологически отработанным Si-детекторам. Следует также подчеркнуть, что Si-детектор был выполнен с применением режима фрактальной диффузии бора, обеспечившего тонкое (порядка 300 Å в эквиваленте Si) „входное окно“ детектора. В случае SiC-детектора в роли „входного окна“ выступал слой Si толщиной 1000 Å, что приводило к дополнительным флуктуациям величины сигнала.

С позиции объемных свойств материала подчеркнем, что для полного переноса заряда и высокого разрешения детектора оказались достаточными условия приближенного равенства значений пробега α -частицы R и ширины области электрического поля детектора W . Весьма показательно, что не потребовалось развить доминирующие величины $W \gg R$. Действительно, в указанной геометрии „пробег–область поля“ при $W \approx R$ вершина кривой ионизации Брега приходилась на участок линейно спадающего от поверхности „слабого“ поля. Даже в столь неблагоприятных условиях каких-либо проявлений захвата неравновесных носителей не наблюдалось.

Захват может происходить в виде локализации одной из компонент пары электрон–дырка либо путем

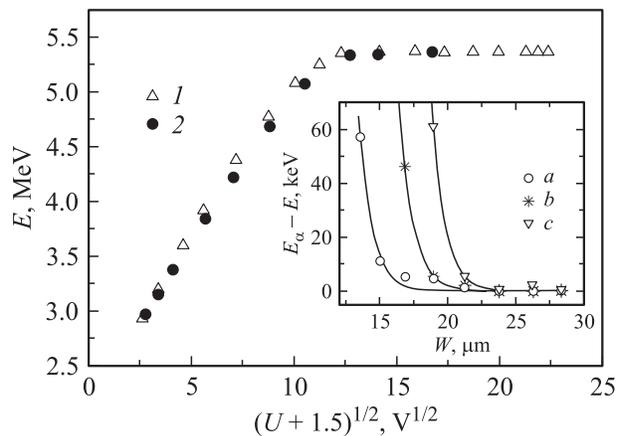


Рис. 2. Зависимости сигнала детектора (в единицах энергии) от приложенного напряжения для двух образцов (кривые 1 и 2). Энергия α -частиц равна 5390 кэВ. Для средней энергии образования пары электрон–дырка в SiC использовано значение 7.70 эВ [6]. На вставке — зависимости дефицита амплитуды сигнала детектора $E_\alpha - E$ от ширины области объемного заряда W . Энергия α -частиц, кэВ: a — 4787, b — 5489, c — 6002.

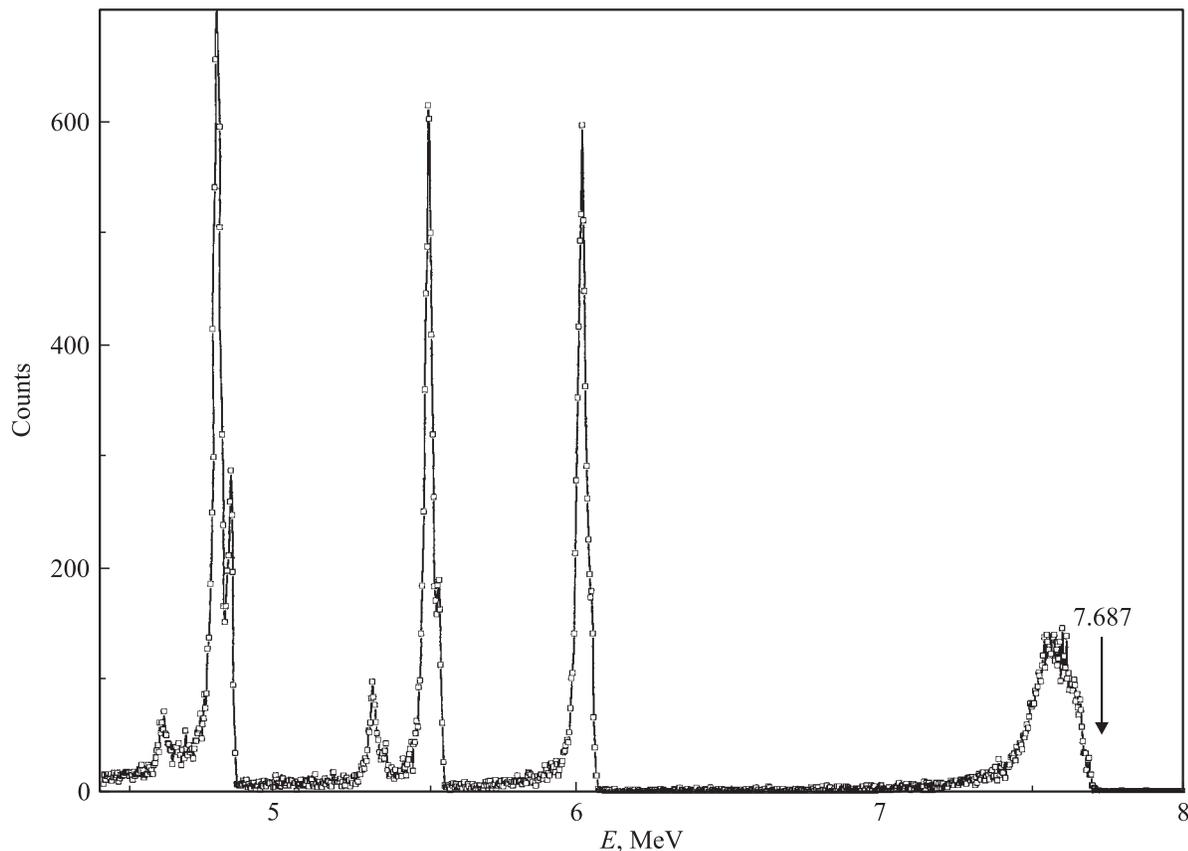


Рис. 3. Спектр α -распада ^{226}Ra , измеренный SiC-детектором при напряжении смещения $U = 400$ В. Положение расположенной справа спектральной линии не соответствует ее энергии 7687 кэВ, что связано с неполным переносом неравновесного заряда.

рекомбинации пары полностью. В обоих случаях потери заряда пропорциональны концентрации центров захвата. Из результатов работы следует, что в исследуемых пленках уверенно реализован уровень содержания центров, позволяющий получать высокие характеристики

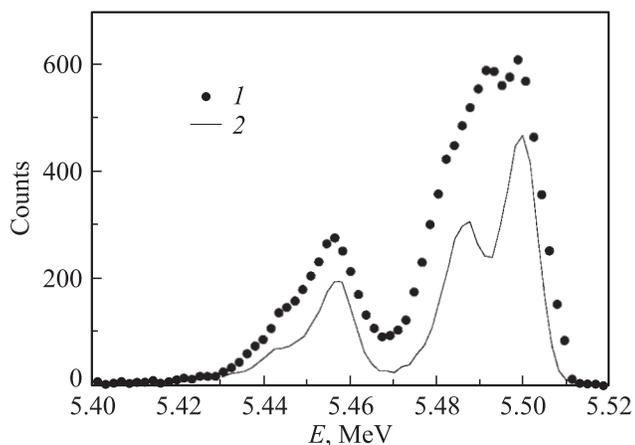


Рис. 4. Спектры α -частиц с энергией в интервале 5.4–5.5 МэВ, измеренные SiC-детектором (кривая 1) в сопоставлении со спектром, измеренным с использованием прецизионного Si-детектора (кривая 2). Напряжение смещения на SiC-детекторе 365 В, разрешение составляет 18.8 кэВ (0.34%).

детекторов даже при частичном расположении трека в слабом поле.

Складывается убеждение, что для дальнейшего улучшения разрешающей способности детекторов на базе пленок SiC необходимо совершенствовать технологию „входного окна“ структуры. Аналогичная ситуация ранее возникала для кремниевых детекторов при попытках реализации теоретически установленных предельно достижимых значений разрешения.

3.3. Вольт-амперная характеристика и характер шума

В указанном выше режиме измерений величин ССЕ и разрешения, напряженность электрического поля у поверхности детектора составляла значительную величину $\sim 3 \cdot 10^5$ В/см. Поэтому представляется важным проследить вид обратной I–V-характеристики барьеров Шоттки, который представлен в двойном логарифмическом масштабе на вставке к рис. 5. Выделяются два участка, где рост тока происходит по степенному закону от приложенного обратного напряжения в виде величины $(U + 1.5)^{1/2}$. На первом участке ($U \leq 150$ В) показатель степени a близок к 1 ($a = 1.22$), на втором — к кубической зависимости ($a = 2.84$). Значения плотности тока на первом участке соответствуют эмиссии электронов

из металла при высоте барьера 1 эВ, что характерно для барьера Cr/SiC. Однако на втором участке как сами величины тока, так и возрастание темпа их роста указывают на протекание тока по локальным „слабым“ участкам барьера Шоттки. Такие токи могут сопровождаться избыточными шумами, которые, в свою очередь, вносят вклад в ширину спектральной линии. Для проверки характера шумов была использована методика сравнения шумов темнового и фототока [7]. Фототок создавался путем равномерной по площади засветки детектора излучением светодиода на основе GaN(In). Генерация фотоносителей происходила в основном за счет примесного поглощения. В итоге фототок определялся носителями, рожденными в объеме детектора и протекающими через всю площадь барьера. В таких условиях должен наблюдаться дробовой шум.

Измерения проводились при двух значениях напряжения смещения $U = 150$ и 500 В, каждое из которых соответствовало правому краю указанных выше участков I-V-характеристики. Детектор подключался ко входу спектрометрического тракта, на который поступали также импульсы от генератора стабильной амплитуды. Величина шумов определялась по размытию спектра амплитуд генератора. При этом, согласно [7], для увеличения связанного с током шума полоса пропускания усилителя смещалась в область низких частот.

На рис. 5 представлен ход квадрата шумов I_{noise}^2 от тока, причем первые две точки, отмеченные стрелками, соответствуют значениям темнового тока (I_d). Остальные величины получены как сумма I_d и фототока (I_{ph}). Как следует из рис. 5, величина I_{noise}^2 линейно возрастает с током, что характерно для дробового шума. Повышение смещения от $U = 150$ до 500 В на шумах фототока не сказалось. Показательно также, что шумы не чувствительны к природе тока, как видно из совпадения значений шума для второй и третьей точек графика.

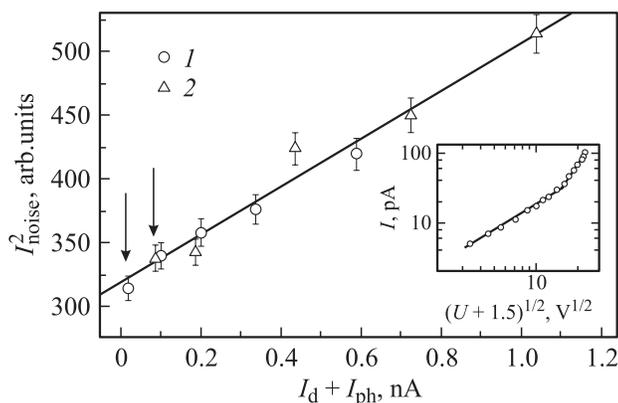


Рис. 5. Зависимости шума детектора I_{noise} от тока в условиях равновероятной по объему генерации носителей путем подсветки образца. Напряжение смещения на детекторе U , В: 1 — 150, 2 — 500. Первые, отмеченные стрелками точки соответствуют темновому току I_d . Для создания фототока I_{ph} использовался светодиод GaN(In). На вставке — обратная вольт-амперная характеристика SiC-детектора.

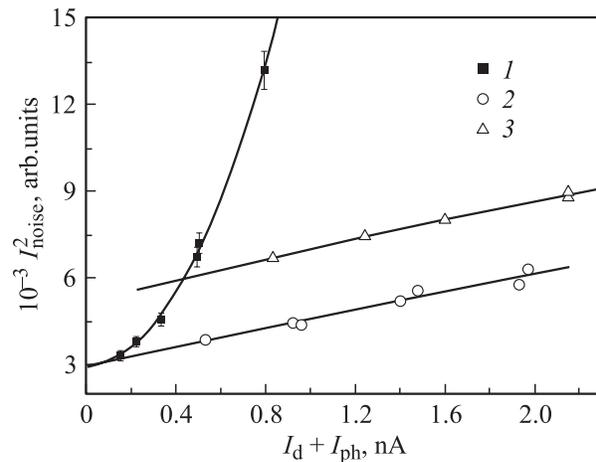


Рис. 6. Зависимости шума SiC-детектора от тока после „пробоя“ барьера Шоттки: 1 — шумы темнового тока; 2, 3 — шумы при подсветке детектора. Напряжение смещения на детекторе U , В: 2 — 50, 3 — 80.

Действительно, ток второй точки, равный I_d , реализован за счет увеличения U , а суммарный ток $I_d + I_{\text{ph}}$ третьей точки — путем подсветки при меньшем смещении. Как следствие, значения шума темновых токов легли на общую зависимость. По-видимому, при прохождении тока по „слабым“ участкам барьера нелинейные эффекты при используемых $U \lesssim 500$ В еще слабы.

Дальнейшее повышение напряжения смещения до значений ~ 550 В привело к резкому возрастанию тока. После наблюдаемого „пробоя“ первоначальный вид I-V-характеристик уже не воспроизводился, и зависимость шумов от темнового тока возрастала сверхлинейно (кривая 1 на рис. 6). Однако если зафиксировать значение U и далее увеличить ток путем подсветки, то шум приобретает прежний дробовой характер. Шумы темнового тока служат только пьедесталом для величины суммарного шума (кривые 2 и 3 на рис. 6 для $U = 50$ и 80 В соответственно). Различие в характере шума после „пробоя“ дополнительно свидетельствует об отсутствии связи темнового тока барьера Шоттки с генерацией носителей в объеме структуры.

4. Заключение

Впервые на детекторных структурах, выполненных в виде барьеров Шоттки на высококачественных эпитаксиальных слоях 4H-SiC, для α -частиц с энергией 5.1–5.5 МэВ получено разрешение по энергии 0.34%, соизмеримое с лучшими образцами Si-детекторов. Этому способствовало низкое содержание дефектных центров в эпитаксиальном слое ($\lesssim 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$), что обеспечило довольно высокие значения диффузионных длин неосновных носителей заряда — дырок, составлявшие 8–13 мкм. Это обстоятельство наряду с низкими значениями концентрации нескомпенсированных доноров позволило реализовать полный перенос неравновесного заряда уже

при 150 В обратного напряжения, хотя в указанном режиме на область слабого поля детектора приходилась зона трека с максимальной ионизацией. Для α -частиц с наибольшими значениями энергии используемого диапазона 4.8–7.7 МэВ наблюдается дефицит амплитуды сигнала $\lesssim 1\%$.

В свою очередь, хорошее качество барьеров Шоттки обеспечило наличие малых токов ($\lesssim 1$ пА) до обратных напряжений ~ 500 В. В результате не наблюдалось избыточного шума, а дробовой шум указанного тока не вносил заметного вклада в ширину спектральной линии детектора.

Достигнутый уровень характеристик пленок приводит к выводу, что для дальнейшего улучшения разрешающей способности детекторов необходимо совершенствовать технологию „входного окна“ структуры.

Приведенные выше результаты получены на примере спектрометрии α -частиц. Однако не вызывает сомнений их справедливость применительно ко всему классу короткопробежных ионов (осколки деления ядер, ускоренные ионы легких и тяжелых элементов). При спектрометрии, например, осколков деления обсуждавшаяся выше проблема ионизации ионом на границе области поля будет менее острой, поскольку производимая осколком ионизация к концу пробега спадает.

Авторы благодарят фирму CREE за предоставленный образец с высокочистым эпитаксиальным слоем 4H-SiC.

Работа выполнялась при частичной поддержке грантом Президента РФ № НШ-2223.2003.02, а также программой исследований RD-50 (CERN).

Список литературы

- [1] L.W. Aukerman, H.C. Gorton, R.K. Willardson, V.E. Bryson. *Silicon Carbide*, ed. by J.R. O'Connor, J. Smiltens (Pergamon, Oxford, 1959) p. 388.
- [2] V.E. Bryson. Wright Patterson Air Force Base, Ohio Report AD-215601 (1959).
- [3] Г.Ф. Холуянов, Б.В. Гавриловский. ФТП, **2** (4), 573 (1968).
- [4] В.А. Тихомирова, О.П. Федосеева, Г.Ф. Холуянов. ФТП, **6**, 957 (1972).
- [5] E. Kalinina, G. Kholujanov, A. Zubrilov, V. Solov'ev, D. Davydov, A. Tregubova, M. Sheglov, A. Kovarskii, M. Yagovkina, G. Violina, G. Pensl, A. Hallén, A. Konstantinov, S. Karlsson, S. Rendakova, V. Dmitriev. *Appl. Phys.*, **90**, 5402 (2001).
- [6] А.М. Иванов, Е.В. Калинина, А.О. Константинов, Г.А. Онушкин, Н.Б. Строкан, Г.Ф. Холуянов, А. Hallén. Письма ЖТФ, **30** (14), 1 (2004).
- [7] А.М. Иванов, Н.Б. Строкан. ЖТФ, **70**, 139 (2000).
- [8] В.К. Еремин, Е.М. Вербицкая, Н.Б. Строкан, В.Л. Суханов, А.М. Маляренко. ЖТФ, **56**, 1987 (1986).
- [9] M. Ikeda, H. Matsunami. *Phys. Status Solidi A*, **58**, 657 (1980).
- [10] A. Suzuki, H. Matsunami, T. Tanak. *J. Electrochem. Soc.*, **124**, 241 (1977).

Редактор Т.А. Полянская

Specrometry of short range ions by detectors on the basis of 4H-SiC CVD-films

N.B. Strokan, A.M. Ivanov, E.V. Kalinina,
G.F. Kholuyanov, G.A. Onushkin, D.V. Davydov,
G.N. Violina*

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

* St. Petersburg Electrotechnical University,
197376 St. Petersburg, Russia

Abstract Cr Schottky barriers with areas of 10^{-2} cm² were prepared by the vacuum thermal evaporation on 4H-SiC epitaxial layers that had been grown by chemical vapor deposition (CVD) of $50\ \mu\text{m}$ thickness. Concentrations of the uncompensated donors in the CVD epitaxial layers were $(4-6) \cdot 10^{14}$ cm⁻³, which allowed us to expand the detector depletion region up to $30\ \mu\text{m}$ under a reverse voltage of 400 V. The spectrometric detector characteristics were found in the way similar to that for α -particles within the 4.8–7.7 MeV energy range. The energy resolution less than 20 keV (0.34%) for the lines of 5.0–5.5 MeV was achieved that is only twice as small as compared to the precision of the Si-based detectors prepared by a special technology. The maximum signal amplitude of SiC-detectors agreed to the value of the average electron-hole pair creation energy in 4H-SiC, i.e. to 7.70 eV.