

02;12;06.2

Детекторы короткопробежных ионов с высоким энергетическим разрешением на основе 4H–SiC пленок

© А.М. Иванов, Е.В. Калинина, А.О. Константинов,
Г.А. Онушкин, Н.Б. Строкан, Г.Ф. Холуянов, А. Hallén

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
Acreo AB, Electrum 236, SE 164 40 Kista, Sweden
Royal Institute of Technology Department of Electronic, Electrum
229, Se 164 40 Kista, Sweden

Поступило в Редакцию 14 января 2004 г.

Исследована разрешающая способность SiC-детекторов на примере спектрометрии α -частиц с энергией 5.1–5.5 MeV. Использовалась структура с барьером Шоттки на базе эпитаксиальных пленок n -4H–SiC, выращенных методом газотранспортной эпитаксии. Концентрация нескомпенсированных доноров составляла $(1-2) \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ при толщине пленки 26 μm .

Впервые для SiC-детекторов достигнуто разрешение 0.5%, что позволило визуально выявлять пики тонкой структуры α -спектра. Для средней энергии образования пары электрон–дырка в 4H–SiC получено значение 7.71 eV.

Введение. В последнее время в области регистрации и спектрометрии ядерных излучений полупроводниковыми детекторами значительное внимание уделяется карбиду кремния. Это связано с прогрессом в получении пленок SiC с характеристиками, приемлемыми для конструирования детекторов, как минимум, в их наиболее простом варианте — в виде двухэлектродных „ионизационных камер“. По сравнению с широко используемыми в производстве детекторов материалами (германием, кремнием, теллуридом кадмия) SiC выгодно отличается высокой

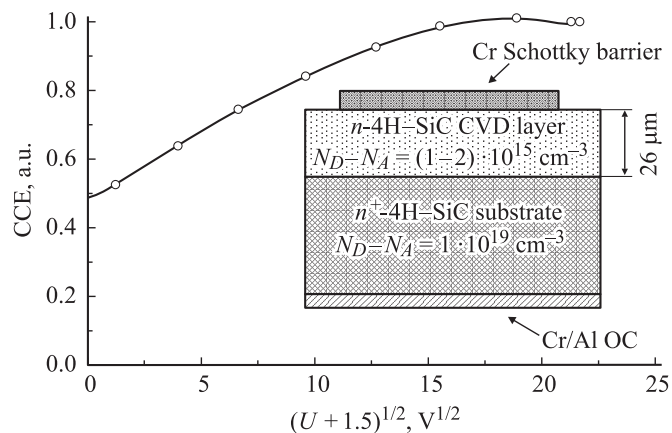


Рис. 1. Зависимость нормированной на максимальное значение амплитуды сигнала от напряжения на детекторе. Вставка — структура детектора.

пороговой энергией образования дефектов и большей шириной запрещенной зоны. Первое обстоятельство является предпосылкой высокой радиационной стойкости детекторов [1,2]. Второе на несколько порядков снижает генерируемый в объеме детектора ток и связанный с ним шум. Поэтому SiC-детекторы способны сохранять работоспособность вплоть до 500°C [3], что в сочетании с химической стойкостью делает их уникальными для специальных применений.

В сообщении приведены результаты по спектрометрии короткопробежных ионов, к классу которых относятся альфа-частицы естественного распада, с помощью детекторов на базе пленок 4H-SiC. Показано, что качество используемых пленок позволяет достичь уровня разрешающей способности по энергии 0.5%.

Методика эксперимента. Исследовались характеристики детекторов, сформированных на базе эпитаксиальных слоев 4H-SiC толщиной $26\ \mu\text{m}$, выращенных методом газотранспортной эпитаксии (CVD) с концентрацией нескомпенсированных доноров $N_d - N_a = (1-2) \cdot 10^{15}\ \text{cm}^{-3}$ на коммерческих подложках. Cr барьеры Шоттки площадью $1 \cdot 10^{-2}\ \text{cm}^2$ и толщиной $0.1\ \mu\text{m}$, а также Cr/Al базовые контакты формировались методом термовакuumного напыления (рис. 1, вставка).

Для измерения характеристик детекторов использовалась установка, включающая в себя блоки фирмы ORTEC: зарядочувствительный

предусилитель 142, усилитель с формированием полосы пропускания RC-фильтрами 571, прецизионный генератор 419. В качестве амплитудного анализатора служила сочлененная с компьютером плата RI 161.01, разработанная в ПИЯФ РАН. Число каналов анализатора составляло 4000. Калибровка цены канала выполнялась с помощью прецизионного Si-детектора разработки ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН [4] и спектрометрического источника (S1), содержащего две группы энергий вблизи 5.49 MeV (изотопы $^{241}\text{Am} + ^{238}\text{Pu}$) и 5.16 MeV (изотопы $^{239}\text{Pu} + ^{240}\text{Pu}$) соответственно.

Источник S1 служил далее для определения предельного разрешения детекторов по энергии. Второй, более интенсивный источник (S2) с энергией 5.39 MeV имел собственную ширину линии FWHM $\approx 1\%$ (отношение ширины линии на уровне 0.5 от максимума к значению средней энергии). Источник S2 использовался для экспрессного определения эффективности собирания заряда (CSE) и оценочных значений разрешения. Кроме значений CSE и FWHM детектора в ходе указанных измерений возможно найти величину средней энергии образования пары электрон–дырка в 4H–SiC (ε_{SiC}). Все измерения величин CSE, FWHM и ε_{SiC} детектора проводились в условиях форвакуума.

Результаты эксперимента и их обсуждение. Для режима спектрометрии ядерных частиц оптимальной является ситуация, когда выполняется соотношение $W \geq R$ (W — протяженность области электрического поля, R — пробег частицы). Для α -частиц с энергией 5.5 MeV имеем $R = 18 \mu\text{m}$ и необходимые значения $W \approx 20 \mu\text{m}$ (для нижней границы указанного выше диапазона $N_d - N_a$) достигаются при напряжении $U = 365 \text{ V}$. В сформированных барьерах Шоттки, по крайней мере, до $U = 500 \text{ V}$ величины обратных токов не превышали 1 нА, что обеспечило низкий уровень шумов во всем интервале смещений, используемых при анализе детекторов.

1. Типичный ход нормированного на максимальное значение сигнала детектора в функции U приведен на рис. 1. Величина контактной разности потенциалов принята равной $U_c = 1.5 \text{ V}$. Видно, что в диапазоне $U = (225 - 450) \text{ V}$ наблюдается насыщение зависимости, что позволяет сделать допущение о полном переносе образованного α -частицей неравновесного заряда. Смещения $U \approx 400 \text{ V}$ соответствуют средней напряженности поля $F \approx 2 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$, что на два порядка выше значений, типичных для Si-детекторов. Это важное обстоятельство, поскольку пропорционально $1/F$ понижается время диффузионно-дрейфового

растекания трека — стадии, предшествующей непосредственно дрейфу носителей заряда.

Характерно, что при $U + 1.5 = 0$ V, когда перенос в основном определяется диффузией дырок, уже реализуется величина $CSE \sim 0.5$. Это указывает на сопоставимую с пробегом α -частицы длину диффузионного смещения дырок L_D . Ее значение можно оценить по начальному линейному участку зависимости рис. 1 согласно соотношению:

$$E(0) = (dE_\alpha/dx) \cdot L_D.$$

Здесь $E(0)$ — энергия, регистрируемая детектором при $U + 1.5 = 0$, $(dE_\alpha/dx) \approx 200$ keV/ μ m — удельные потери энергии α -частицы в начале пробега. Для данных рис. 1 получаем $L_D = 13.2$ μ m, что составляет 75% от пробега R . Кроме того, по наклону линейного участка подтверждена величина $N_d - N_a = 1.1 \cdot 10^{15}$ cm⁻³, определенная емкостными методами на исходном образце.

2. Наличие на зависимости $CSE(U)$ участка значений $CSE \approx 1$ служит предпосылкой высокого разрешения по энергии. Разрешение определялось при смещении $U = 450$ V для двух групп α -частиц источника S1. Каждая группа содержала линии, отстоящие на 10–14 keV. Указанная сверхтонкая структура разрешалась кремниевым детектором, используемым при калибровке анализатора. Спектры представлены на рис. 2 (вставка) и выполняли роль эталона при сравнении с полученными с помощью SiC-детектора.¹

Видно из рис. 2, что в случае SiC-детектора детальная структура спектра не разрешается и близко лежащие дублеты сливаются в одну линию. Однако четко проявляются линии, отстоящие на ≈ 40 keV, т.е. SiC-детектор позволяет выявить тонкую структуру спектра. Для значений разрешения по энергии получаем $FWHM = (0.49 - 0.52)\%$. Эта величина может быть незначительно скорректирована к меньшим значениям за счет учета вклада шумов. Ранее полученные наименьшие значения $FWHM$ для SiC-детекторов составляли 8–9% [5,6].

В полупроводниковых детекторах используется „ионизационный“ принцип спектрометрии, когда энергия регистрируемого иона преобразуется в заряд неравновесных носителей тока. Преобразованию сопутствуют флуктуации возникающего числа пар электрон–дырка,

¹ Наличие в спектрах пьедестала, спадающего в область больших энергий, связано с высокой скоростью счета импульсов из-за значительной площади (≈ 0.5 cm²) Si-детектора.

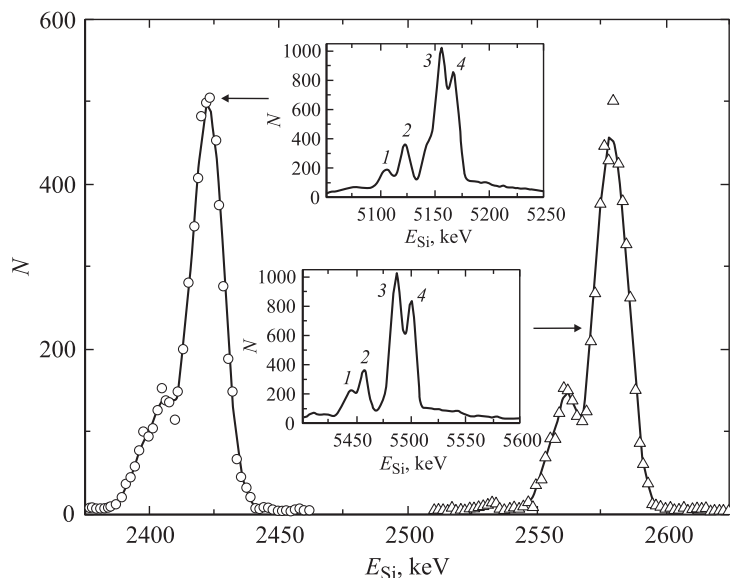


Рис. 2. Снятые SiC-детектором спектры α -распада для смеси изотопов $^{239}\text{Pu} + ^{240}\text{Pu}$ (левая часть рисунка) и $^{241}\text{Am} + ^{238}\text{Pu}$ (правая часть). Вставка — вид спектров при использовании кремниевого детектора. Значения энергии, keV: 5105, 5124, 5157, 5168 (для линий 1–4 верхнего рисунка) и 5443, 5456, 5485, 5499 (для линий 1–4 нижнего рисунка).

связанные с ядерным рассеянием ионов на атомах матрицы детектора и с природой ударной ионизации (осуществляемой как дельта-электронами, так и самим ионом). В случае кремния фундаментальные ограничения на достижимую величину FWHM составляют $\approx 0.12\%$. Поэтому наблюдаемые значения на уровне 0.5% следует отнести за счет флуктуаций возникшего при торможении иона заряда при его дальнейшем переносе в объеме детектора.

3. Очевидно, что значения FWHM должны возрастать в функции потерь заряда $\lambda = (q_0 - q)q_0$, где q_0 и q — созданный ионом и зарегистрированный детектором заряды соответственно. Значения λ были получены на основании рис. 1 и соответствовали участку малых смещений, когда в переносе заряда участвует диффузия. Согласно работе [7] при этих условиях зависимость FWHM(λ) оказывается линейной, что и наблюдалось нами (рис. 3). Следует отметить малую величину

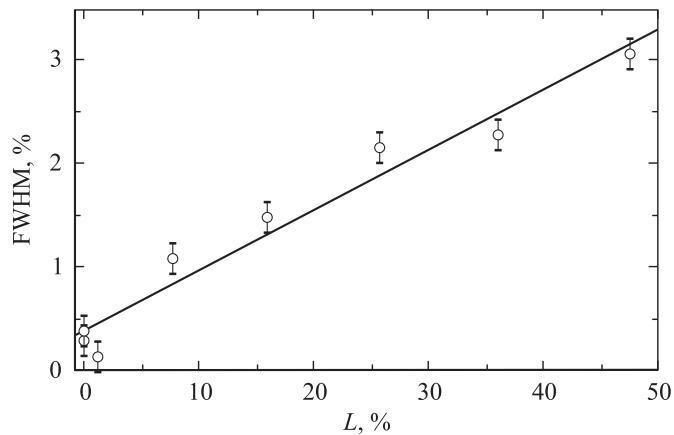


Рис. 3. Зависимость разрешающей способности детектора от величины потерь заряда. Потери заряда определены согласно данным рис. 1 в области $U \leq 225$ V.

наклона прямой $K = 0.06$ сравнительно с рассмотренным в [7] случае Si-детектора, где оказалось $K = 0.36$. Коэффициент K характеризует неоднородность потерь заряда по площади детектора, и его малая величина свидетельствует о совершенстве структуры 4H-SiC CVD эпитаксиального слоя.

4. Среднее число пар электрон–дырка определяется величиной энергии, расходуемой на образование пары (ϵ). В литературе, согласно работе [8], для α -частиц использовалось значение $\epsilon_{\text{SiC}} = 8.4$ eV. Однако в недавней работе [9] при регистрации спектров рентгеновского излучения было получено значение $\epsilon_{\text{SiC}} = 7.4$ eV.

Чтобы вычислить величину ϵ , соответствующую результатам для исследуемых пленок, в спектрах SiC-детектора были определены значения основных пиков, что дало величины $E_{\text{SiC}} = 2579$ и 2421 keV. Поскольку эти пики соответствовали дублетам спектров Si-детектора, были найдены средние энергии этих дублетов, которые составили $E_{\text{Si}} = 5490$ и 5159 keV. Далее из соотношения $\epsilon_{\text{SiC}} = \epsilon_{\text{Si}} \times (E_{\text{Si}}/E_{\text{SiC}})$, используя для ϵ_{Si} величину 3.62 eV, получаем для обеих пар энергий значение 7.71 eV. Заметим, что указанная процедура не учитывает потерь энергии α -частицы во „входном окне“ детектора. В роли последнего выступает образующая барьер Шоттки пленка Cr, и оценка потерь энергии приводит к величине ≈ 34 keV или $\approx 0.6\%$.

Заключение. В детекторах на базе 4H–SiC CVD пленок с барьером Шоттки реализовано разрешение по энергии $\approx 0.5\%$, что позволило визуально выявить тонкую структуру спектров α -распада.

Прогресс в разрешении обусловлен улучшением условий переноса неравновесного заряда как в отношении увеличения диффузионных длин носителей заряда, так и высокой однородности этого параметра по объему пленки. Степень однородности, как минимум, не уступает уровню кремния.

Достигнуты условия полного переноса заряда, образованного α -частицей, при его дрейфе в области электрического поля детектора. Перенос происходил при напряженности поля $\leq 2 \cdot 10^5$ V/cm. При этом не наблюдалось появления избыточных шумов, что свидетельствует о совершенстве как структуры 4H–SiC CVD эпитаксиальной пленки, так и барьера Шоттки.

Для важной в спектрометрии константы — средней энергии образования пары электрон–дырка — получено значение 7.71 eV, что заметным образом меньше приводимого ранее значения 8.4 eV.

Работа была частично поддержана проектом РФФИ № 01–02–17911, а также грантом Президента РФ № НШ–2223.2003.02.

Список литературы

- [1] *Ivanov A.M., Strokan N.B., Davidov D.V., Savkina N.S., Lebedev A.A., Mironov Yu.T., Ryabov G.A., Ivanov E.M.* // Applied Surface Science. 2001. V. 184. P. 431–436.
- [2] *Lebedev A.A., Kozlovski V.V., Strokan N.B., Davydov D.V., Ivanov A.M., Strel'chuk A.M., Yakimova R.* // Materials Science Forum. 2003. V. 433–436. P. 957–960.
- [3] *Калинина Е.В., Холуянов Г.Ф., Давыдов Д.В., Стрельчук А.М., Hallén A., Константинов А.О., Лучинин В.В., Никифоров А.Ю.* // ФТП. 2003. В. 37. С. 1260.
- [4] *Еремин В.К., Вербицкая Е.М., Строкан Н.Б., Суханов В.Л., Маляренко А.М.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. В. 10. С. 1987–1989.
- [5] *Тихомирова В.А., Федосеева О.П., Холуянов Г.Ф.* // Атомная энергия. 1973. В. 34. С. 122.
- [6] *Лебедев А.А., Иванов А.М., Строкан Н.Б.* // ФТП. 2004. В. 38. С. 129.
- [7] *Строкан Н.Б.* // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. В. 5. С. 44–50.
- [8] *Rogalla M., Runge K., Soldner-Rembold A.* // Nucl. Phys. B. 1999. V. 78. P. 516–520.
- [9] *Bertuccio G., Casigagli R.* // IEEE Trans. Nucl. Science. 2003. V. 50. P. 175–185.