

Спектрометрические свойства SiC-детекторов на основе ионно-легированных $p^+ - n$ -переходов

© Е.В. Калинина[¶], В.Г. Коссов*, Н.Б. Строкан, А.М. Иванов, Р.Р. Яфаев*, Г.Ф. Холуянов

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

* Электрон Оптроник,
194223 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 26 декабря 2005 г. Принята к печати 13 января 2006 г.)

Впервые представлены результаты исследований, выполненных в спектрометрическом режиме, детекторов ядерных излучений, изготовленных на основе $p^+ - n$ -переходов, сформированных в пленках 4H-SiC. Переходы создавались ионным легированием алюминием эпитаксиальных слоев 4H-SiC толщиной 26 мкм, выращенных методом газовой эпитаксии с концентрацией нескомпенсированных доноров $(3-5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Характеристики детекторов определялись при тестировании α -частицами естественного распада с энергиями 3.35 и 5.4 МэВ. Эффективность собирания заряда, созданного α -частицами с энергией 3.35 МэВ, достигала 100%, при этом разрешение по энергии составляло $\lesssim 2\%$.

PACS: 85.30.De, 85.30.Kk, 72.70.+m, 29.40.Wk.

1. Введение

Радиационностойкие детекторы высокоэнергетических частиц, способные работать в спектрометрическом режиме в экстремальных условиях, становятся все более актуальными. Такие детекторы необходимы для регистрации ядерных излучений с целью обеспечения безопасности работы на атомных и космических объектах, при утилизации ядерных отходов и работе в радиоактивно зараженных районах, особенно при повышенных температурах и при наличии химически агрессивной среды. Они также позволят обеспечить контроль ядерного излучения в качественном и количественном отношении в горячих точках ядерных реакторов.

Кроме того, проведение физических экспериментов с большой радиационной нагрузкой, которые планируются на ускорителях будущего поколения (Large Hadron Collider и его модификация SLHC в ЦЕРН), требует научной разработки новых материалов для детекторов, способных обеспечить долговременный радиационный анализ во внутреннем объеме ядерных установок. Приборы с указанной совокупностью свойств не могут быть реализованы с использованием традиционных полупроводниковых материалов (Ge, Si, CdTe, GaAs). Наиболее перспективным для создания радиационно стойких детекторов является SiC, благодаря высоким значениям пороговой энергии дефектообразования, а также электрическим и механическим свойствам. Это было показано еще в первых работах по исследованию высокотемпературных характеристик детекторов, созданных на этом материале [1–5]. Однако широкому распространению приборов на основе SiC препятствовало низкое качество материала.

Прогресс, достигнутый в последние годы в выращивании чистых высокоомных эпитаксиальных слоев,

объясняет повышенный интерес к созданию детекторных структур на основе SiC, который наблюдается в мире в последнее десятилетие. Уже реализованы детекторы на основе барьеров Шоттки, сформированных в эпитаксиальных слоях 4H-SiC с концентрацией нескомпенсированных доноров $N_d - N_a = (4-6) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, которые при облучении α -частицами с энергией в интервале 4.8–7.7 МэВ имеют разрешение по энергии 0.5–0.34%, соизмеримое с лучшими характеристиками Si-детекторов [6,7]. Однако температурный предел работы структур с барьерами Шоттки не превышает 100–150°C. Поэтому для реализации одного из основных преимуществ SiC — высокотемпературного рабочего диапазона — необходимо создание детекторов на основе $p - n$ -переходов.

Такие детекторы на основе диффузионных $p - n$ -переходов, сформированных в 6H-SiC-кристаллах Лели, действительно показали стабильную работу при температурах до 500°C. Наилучшие значения разрешения по энергии для α -частиц составили 8–9% [8]. Получению более высокого разрешения в таких детекторах препятствовали низкий уровень качества материала, а также наличие протяженной высокоомной диффузионной p -области. Создание низкоомного материала p -типа проводимости при изготовлении $p - n$ -переходов на основе SiC традиционными методами проблематично, поскольку концентрация вводимых акцепторов ограничена пределом их растворимости в SiC. Тем не менее недавно исследовалась возможность использования высокоомных слоев p -типа в качестве базовой области транзисторной структуры детектора [9]. Пленки были получены методом сублимации. Было показано, что триодные структуры обеспечивают усиление сигнала в десятки раз по сравнению с диодными. Это позволяет использовать тонкие эпитаксиальные высокоомные слои p -типа для регистрации проникающего излучения.

Однако низкоомные тонкие p^+ -слои, которые послужат „входным окном“ детектора, возможно получить

[¶] E-mail: evk@pop.ioffe.rssi.ru

неравновесным методом — ионным легированием с последующим активационным высокотемпературным отжигом [10]. Диодные структуры с p^+ -эмиттером толщиной 0.45 мкм, сформированным ионным легированием алюминием эпитаксиальных слоев 4H-SiC с концентрацией $N_d - N_a = 1.1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, были исследованы как детекторы β -частиц (^{90}Sr). Слои 4H-SiC были изготовлены методом газотранспортной эпитаксии (CVD). В таких детекторных структурах наблюдался стабильный и воспроизводимый сигнал с эффективностью сбора заряда $\text{CCE} = 100\%$ [11]. Детекторы на основе ионно-легированных алюминием p^+ - n -переходов в CVD-слоях 4H-SiC с $N_d - N_a = (3-5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ исследовались также при регистрации α -частиц с энергиями 4.8–5.5 МэВ [12]. Значения CCE составили ~ 0.35 , поскольку для указанных энергий область объемного заряда, где собирается большая часть неравновесных носителей, была меньше трека α -частицы даже при подаче максимально возможного обратного напряжения 400 В. Как положительный момент, был зафиксирован крайне низкий уровень шумов, что указывает на высокое качество p^+ - n -переходов.

В данной работе впервые анализировалась возможность функционирования в спектрометрическом режиме детекторов, изготовленных на основе ионно-легированных p^+ - n -переходов, полученных имплантацией Al в чистые CVD-слои 4H-SiC с последующим высокотемпературным кратковременным отжигом [12].

2. Методика эксперимента

Исследованные детекторные структуры изготавливались на основе 4H-SiC CVD-слоев толщиной 26 мкм с концентрацией нескомпенсированных доноров $N_d - N_a = (3-5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Эпитаксиальные слои выращивались на коммерческих подложках 4H-SiC с концентрацией $N_d - N_a = 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Электрофизические характеристики исходного CVD-слоя исследовались с помощью Cr-барьеров Шоттки. CVD-слои были легированы ионами Al с энергией 150 кэВ и дозой $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ для создания p^+ - n -переходов. Затем производился высокотемпературный активационный отжиг при температуре 1700°C в течение 15 с. Детекторные мезоструктуры площадью 10^{-3} см^2 формировались ионно-плазменным травлением без специальной обработки периферии p^+ - n -переходов [10].

Глубина залегания ионно-легированных p^+ - n -переходов (0.6 мкм), значения диффузионных длин неосновных носителей заряда — дырок (L_D) в базовой n -области исходного CVD-слоя (2–3 мкм) и после формирования p^+ - n -переходов (5–6 мкм) определялись с помощью сканирующего электронного микроскопа (SEM) на скеле структуры. Электрические характеристики детекторных структур — вольт-амперные ($I-V$) и емкостные ($C-V$) — детально рассмотрены в работе [10].

Тестирование детекторов осуществлялось α -частицами естественного распада с энергиями $E_\alpha = 3.35$

и 5.4 МэВ в режиме одиночного счета. При определении характеристик детекторов (включая шумы) использовалась стандартная для ядерной спектрометрии аппаратура. Установка включала функциональные блоки фирмы ORTEC: зарядочувствительный преусилитель (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 каналов использовались линии α -распада ^{226}Ra и прецизионный кремниевый детектор ФТИ им. Иоффе РАН [7].

3. Результаты эксперимента и их обсуждение

В режиме спектрометрии регистрируются спектры амплитуд сигналов детектора и определяется значение ширины спектральной линии на половине от максимума (FWHM). Эти измерения оказываются интересными в методическом плане, поскольку позволяют выявить ряд характеристик исходного материала и качество p - n -переходов. Отметим следующие моменты.

1. Весьма важно, что производимая одиночной частицей ионизация является строго калиброванной по величине заряда. Число возникших пар электрон-дырка (N_0) определяется отношением E_α/ϵ , где константа ϵ характеризует величину средней энергии образования пары в данном материале. Для 4H-SiC величина ϵ составляет 7.70 эВ [13].

2. Внесение калиброванного заряда позволяет выявить условия диффузионно-дрейфового транспорта неравновесных носителей. По величине измеряемого на опыте заряда (eN — средняя амплитуда спектра сигналов) определяются непосредственно потери при переносе

$$\lambda = \frac{N_0 - N}{N_0}.$$

Ширина амплитудного спектра выявляет степень неоднородности свойств материала в масштабе объема, охватываемого треком при переносе заряда к электродам детектора. Для α -частиц даже при учете поперечного диффузионного растекания объем трека составляет $\sim 5 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3$, т. е. выявляется микронеоднородности материала при транспорте пакета носителей.

3. Возникающий заряд для указанной энергии составляет $\sim 10^{-13}$ Кл, т. е. достаточно мал. Соответственно становится важной величина отношения сигнал/шум. Это предъявляет высокие требования к качеству обратной ветви p - n -перехода по уровню и характеру обратных токов и их шумов.

Переходя непосредственно к спектрометрии, отметим, что корректное определение разрешения требует выполнения следующего условия: трек тестирующей ядерной

частицы должен полностью укладываться в области поля обратного смещенного $p - n$ -перехода. В таких условиях реализуется полный перенос заряда путем „быстрого“ дрейфа носителей.

3.1. На рис. 1 представлен ход сигнала детектора (E) от напряжения смещения (U), подаваемого на детектор, при регистрации α -частиц с энергиями $E_\alpha = 3.35$ и 5.4 МэВ. На вставке представлены профили удельных потерь энергии α -частиц на ионизацию (dE/dx) в зависимости от глубины их проникновения в SiC, полученные согласно расчетам по программе TRIM (Transport of Ions in Matter) [14]. Пробеги α -частиц для энергий 3.35 и 5.4 МэВ составили $R_{3.35} = 10$ и $R_{5.4} = 19$ мкм соответственно. Поскольку ионно-легированная p^+ -область диодной структуры составляет 0.6 мкм с относительно высокой концентрацией акцепторов $N_a = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ [15], можно считать, что при приложении обратного смещения на детекторную структуру область электрического поля развивается только в высокоомной базовой n -области, как и в барьерах Шоттки. Соответственно начальные границы пробегов α -частиц отсчитываются от границы $p^+ - n$ -переходов и ионизация, производимая α -частицей, происходит в объеме эпитаксиальной пленки толщиной 26 мкм.

Для детекторных структур при энергии α -частиц 3.35 МэВ наблюдалось насыщение зависимости сигнала детектора от обратного напряжения (рис. 1, кривая 1), что указывало на полное собираное неравновесного заряда. Это происходило при смещениях $U \gtrsim 240$ В, когда значения протяженности области электрического поля (W), определенные для исходной концентрации в базовой области $N_d - N_a = (3 - 5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, становились близкими к пробегу частицы $R_{3.35} = 10$ мкм [12]. Нелинейный характер представленной зависимости связан с существенным возрастанием ионизации на интервале $W = 0 - 10$ мкм

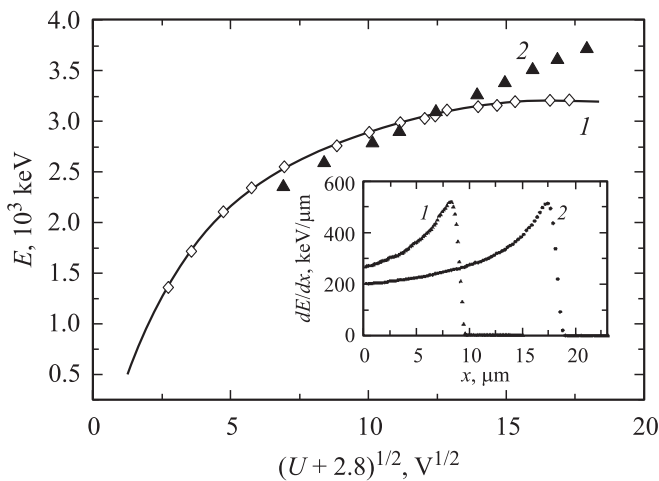


Рис. 1. Зависимости сигнала детектора E от приложенного напряжения U при регистрации падающих α -частиц с энергией E_α , МэВ: 1 — 3.35, 2 — 5.4. На вставке — удельные потери энергии (dE/dx) на ионизацию в SiC для α -частиц с теми же энергиями.

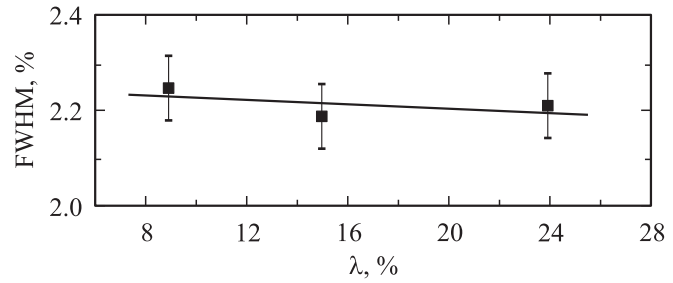


Рис. 2. Зависимость ширины спектральной линии детектора (FWHM) от величины потерь заряда λ .

(см. вставку на рис. 1). Здесь в процессе переноса вносит бóльший вклад диффузия дырок благодаря высокому значению их диффузионной длины ($L_D = 5 - 6$ мкм).

Разрешение по энергии детектора определялось для линии 3.35 МэВ. Амплитудный спектр имел форму, близкую к гауссовой. При $U \gtrsim 240$ В ширина спектра на половине от максимума практически не зависела от смещения и составляла величину $\text{FWHM} \approx 2.0\%$. Однако собственную ширину линии детектора следует принять равной $\lesssim 2.0\%$. Действительно, энергия 3.35 МэВ достигалась за счет торможения в воздушном промежутке ~ 20 мм между источником и образцом. Это одновременно приводило к разбросу значений результирующей энергии α -частиц.

При малых смещениях $U < 240$ В, когда выполнялось соотношение $R > W$, наблюдались потери заряда (λ) за счет диффузии. Согласно [16], в этих условиях выполняется соотношение

$$\text{FWHM} = k\lambda, \tag{1}$$

где коэффициент k является мерой неоднородности потерь заряда по объему образца за счет микрон неоднородностей исходного материала. Из рис. 2 видно, что ожидаемая зависимость (1) не проявилась и разрешение на уровне $\lesssim 2.2\%$ сохраняется, несмотря на значительное возрастание потерь до значений $\lambda \approx 25\%$. Принимая $\text{FWHM} = 2.2\%$ как верхнюю границу разрешения структуры, получаем значение $k \lesssim 0.1$. Последнее указывает на высокую степень однородности структурных свойств используемого CVD-слоя $4H$ -SiC. Для сравнения, для стандартного поверхностно-барьерного детектора на основе Si была получена величина $k = 0.36$ [16].

3.2. Для α -частиц с энергией 5.4 МэВ в диапазоне допустимых по уровню шума смещений $U \lesssim 400$ В наблюдался линейный рост сигнала детектора и достичь эффективности собираного заряда на уровне $\text{CSE} \approx 1$ не удавалось (рис. 1, кривая 2). Действительно, согласно измерениям емкости, область W составляет при $U = 400$ В только 10 мкм, что заметно меньше пробега частиц $R_{5.4} = 19$ мкм, поэтому основная часть вносимого частицей заряда переносилась за счет „медленной“ диффузии дырок из базовой области к границе области электрического поля, что сопровождалось потерями на захват.

Линейный характер зависимости сигнала детектора от приложенного напряжения позволяет дать упрощенную модель переноса заряда, разделяя условно величину сигнала на диффузионную и дрейфовую компоненты (рис. 1):

$$E_{\alpha} = (dE/dx)L_D + (dE/dx)W. \quad (2)$$

Дополнительно линейный характер наблюдаемой зависимости указывает на то, что выполняется соотношение

$$W \approx \left(\frac{U + V_c}{N_d - N_a} \right)^{1/2},$$

где $V_c = 2.8 \text{ эВ}$ — контактная разность потенциалов для SiC политипа 4H [10]. Согласно формуле (2) и данным рис. 1 (кривая 2) были получены значения $L_D = 7.8 \text{ мкм}$ и $N_d - N_a = 2.9 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, что согласуется со значениями этих характеристик, определенными другими методами.

В работе [17] был проведен более строгий анализ роли диффузии в собирании заряда. Полученные расчетные зависимости приведены на рис. 3, где по оси ординат отложены потери заряда λ в зависимости от выступающей за область W части трека $a = R - W$. Параметрами построения служили значения диффузионной длины L_D , равные 5, 10 и 30 мкм (кривые 1, 2, 3 соответственно). При расчете полагалось, что в области W перенос носителей происходил без потерь. Как видно, данные эксперимента находятся между границами $L_D = 5$ и 10 мкм (рис. 3, зависимость 4), исключая меньшие значения λ , соответствующие малым величинам a . Это следует рассматривать как указание на наличие потерь заряда в ходе дрейфа носителей в области W , которые в модели [17] принимались равными нулю. Отметим, что в используемом нами диапазоне значений a (при переходе от больших к малым) напряженность электрического поля изменялась значительно (от $3 \cdot 10^4$ до $3 \cdot 10^5 \text{ В/см}$). Это в свою очередь сказывалось на условиях переноса заряда в сторону уменьшения потерь λ .

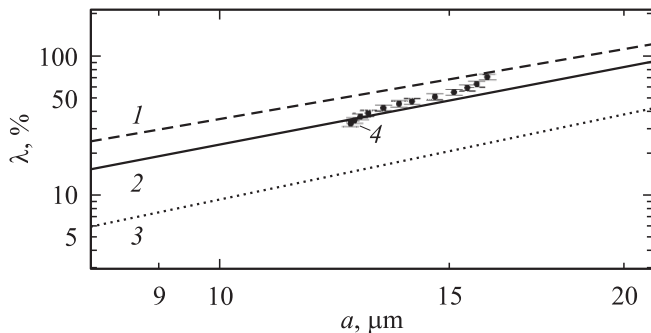


Рис. 3. Зависимости потерь заряда λ от размера части трека α -частицы $a = R - W$, выступающей за область электрического поля. Зависимости 1–3 — данные расчета при значениях L_D , мкм: 1 — 5.0, 2 — 10.0, 3 — 30.0; 4 — экспериментальная зависимость.

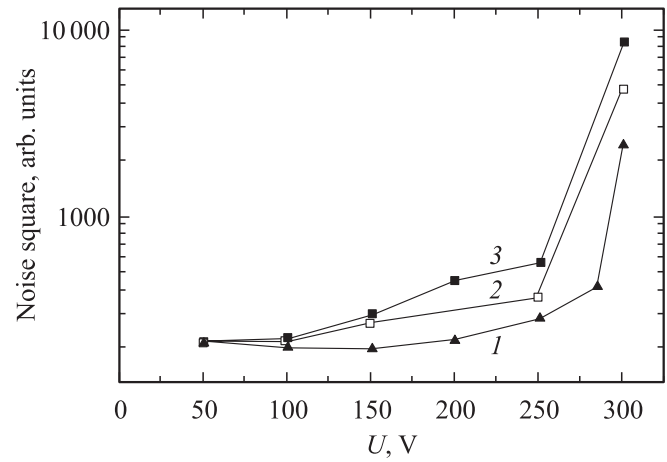


Рис. 4. Зависимости шума детектора от приложенного напряжения U при температуре T , °C: 1 — 50.0, 2 — 75.0, 3 — 100.0.

3.3. Как отмечалось выше, малая величина сигнала от одиночной α -частицы делает актуальными наблюдения характера шумов. Шумы измерялись по ширине линии генератора стабильной амплитуды. Для усиления роли дробовых шумов тока структуры постоянная формирования полосы пропускания увеличивалась до 10 мкс [18]. Большие значения ширины запрещенной зоны в SiC (3.0–3.2 эВ) не позволяют наблюдать генерационный ток в области комнатных температур [19].

Нами проводились измерения шума при температурах 50, 75 и 100 °C. Оказалось, что величина шума не коррелирует со значением измеряемого тока. Вероятно, наблюдаемый ток определялся токами утечки как объемной природы, так и поверхностной — по периферии мезаструктуры. На рис. 4 приведен ход шума детектора от смещения U для трех температур $T = 50, 75$ и 100 °C. Как видно, независимо от температуры измерения резкий рост шума происходит в интервале смещений $U = 250\text{--}275 \text{ В}$. Отметим, что токи утечки при этом возрастали незначительно, а в ряде случаев с повышением температуры T и смещении U даже уменьшались, что указывает на возможное залечивание (отжиг) некоторых дефектов на периферии мезаструктур.

4. Заключение

Впервые на детекторных структурах, сформированных на основе ионно-легированных алюминием $p^+ - n$ -переходов в SiC, при тестировании α -частицами естественного распада достигнуто разрешение по энергии $\lesssim 2.0\%$. Показано, что этому способствуют как высокая чистота, так и однородность структурных свойств исходного CVD-слоя 4H-SiC. Установлено, что разработанная технология создания детекторных структур не ухудшает основные параметры исходных пленок.

Разделены вклады в перенос заряда по каналам дрейфа и диффузии носителей тока. Исследования спектроскоп-

рических характеристик детекторов позволили установить наличие потерь заряда в ходе дрейфа. В режиме, когда пробег падающей частицы превышает протяженность области объемного заряда, получены параметры диффузионного переноса.

Подтверждено ранее сделанное предположение, что ввиду малых значений генерационных токов в SiC обратные токи в детекторных структурах при повышенных рабочих температурах определяются токами утечки объемной природы и по периферии мезоструктур. Возникающие шумы не связаны с протекающими токами, а определяются характером обратной ветви вольт-амперной характеристики.

Авторы выражают глубокую благодарность Г.Н. Виолиной за ценные замечания, сделанные в процессе дискуссии по результатам работы.

Работа была частично поддержана проектом РФФИ № 05-02-08012 и грантом Президента РФ № НШ-2223.2003.02.

Список литературы

- [1] И.М. Розман, К.Г. Циммер. Атом. энергия, **1**, 54 (1957).
- [2] 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).
- [3] P.C. Capera, P. Malinaric, R.B. Campbell, J. Ostroski. IEEE Trans. Nucl. Sci. June, 262 (1964).
- [4] В.Д. Безуглый, Л.Л. Нагорная. Атом. энергия, **17**, 67 (1964).
- [5] Г.Ф. Холуянов, Б.В. Гавриловский. ФТП, **2** (4), 573 (1968).
- [6] А.М. Иванов, Е.В. Калинина, А.О. Константинов, Г.А. Онушкин, Н.Б. Строкан, Г.Ф. Холуянов, А. Hallen. Письма ЖТФ, **30** (14), 1 (2004).
- [7] Н.Б. Строкан, А.М. Иванов, Е.В. Калинина, Г.Ф. Холуянов, Г.А. Онушкин, Д.В. Давыдов, Г.Н. Виолина. ФТП, **39** (3), 382 (2005).
- [8] В.А. Тихомирова, О.П. Федосеева, Г.Ф. Холуянов. Атом. энергия, **34**, 122 (1973).
- [9] Н.Б. Строкан, А.М. Иванов, М.Е. Бойко, Н.С. Савкина, А.М. Стрельчук, А.А. Лебедев, Р. Якимова. ФТП, **39** (3), 65 (2003).
- [10] E. Kalinina, G. Kholujanov, V. Solov'ev, A. Strel'chuk, A. Zubrilov, V. Kossov, R. Yafaev, A.P. Kovarski, A. Hallén, A. Konstantinov, S. Karlsson, C. Adás, S. Rendakova, V. Dmitriev. Appl. Phys. Lett., **77** (19), 3051 (2000).
- [11] F. Moscatelli, A. Scorzoni, A. Poggi, Mara Bruzzi, S. Lagomarsino, S. Mersi, S. Sciortino, M. Lazar, A. Di Plasido, R. Nipoti. Mater. Sci. Forum, **483–485**, 1021 (2005).
- [12] Г.Н. Виолина, Е.В. Калинина, Г.Ф. Холуянов, В.Г. Косов, Р.Р. Яфаев, А. Халлен, А.О. Константинов. ФТП, **36** (6), 750 (2002).
- [13] A. Ivanov, E. Kalinina, G. Kholuyanov, N. Strokhan, G. Onushkin, A. Konstantinov, A. Hallen, A. Kuznetsov. Mater. Sci. Forum, **438–485**, 1029 (2005).
- [14] *Ion Implantation. Science and Technology*, ed. by J.F. Ziegler (Acad. Press. Inc., 1985).
- [15] E. Kalinina, G. Kholujanov, A. Sitnikova, V. Kossov, R. Yafaev, G. Pensl, S. Reshanov, A. Hallén, A. Konstantinov. Mater. Sci. Forum, **433–436**, 637 (2003).
- [16] Н.Б. Строкан. Письма ЖТФ, **24** (5), 44 (1998).
- [17] Н.Б. Строкан, А.М. Иванов, А.А. Лебедев, М. Syväjärvi, R. Yakimova. ФТП, **39** (12), 1443 (2005).
- [18] А.М. Иванов, Н.Б. Строкан. ЖТФ, **70**, 139 (2000).
- [19] А.М. Стрельчук. ФТП, **29** (7), 614 (1995).

Редактор Т.А. Полянская

Spectrometry properties of silicon carbide detectors based on ion-implanted $p^+ - n$ -junctions

E.V. Kalinina, V.G. Kossov*, N.B. Strokhan, A.M. Ivanov, R.R. Yafaev*, G.F. Kholujanov

loffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia
* Electron Optronic,
194223 St. Petersburg, Russia

Abstract Results of an investigation of the spectrometric characteristics of the detectors fabricated on the base of $4H$ -SiC ion implanted $p^+ - n$ -junctions are presented for the first time. These junctions were produced by Al ion implantation into $4H$ -SiC $26 \mu\text{m}$ thick epitaxial layers grown by chemical vapor deposition with concentration of uncompensated donors $N_d - N_a = (3-5) \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. The detectors characteristics were determined using α -particles natural decay with energies of 3.35 and 5.4 MeV. The charge collection efficiency equal to 100% and an energy resolution $\lesssim 2\%$ has been obtained for α -particles with the energy of 3.35 MeV.