

Карбид-кремниевые транзисторные структуры как детекторы слабоионизирующего излучения

© Н.Б. Строкан, А.М. Иванов[†], М.Е. Бойко, Н.С. Савкина, А.М. Стрельчук, А.А. Лебедев, Р. Якимова*

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

* Университет Линчепинга,
58183 Линчепинг, Швеция

(Получена 5 июня 2002 г. Принята к печати 17 июня 2002 г.)

Детекторы ядерных излучений на базе SiC занимали видное место уже в первых попытках 60-х годов по замене газа в ионизационных камерах более конденсированной полупроводниковой средой. Однако динамика совершенствования SiC тех лет заметно уступала прогрессу „конкурентных“ материалов. В работе продолжено исследование триодных структур детекторов на базе „чистых“ пленок SiC. Установлено, что для слабоионизирующего излучения (как и в случае сильноионизирующих α -частиц) происходит усиление сигнала не менее чем в десятки раз. Последнее позволяет использовать пленки SiC протяженностью порядка десяти мкм для регистрации проникающей радиации, например, рентгеновского излучения, поскольку эффективная толщина пленок оказывается в диапазоне сотен микрометров.

1. Введение

Для успешной реализации используемого в полупроводниковых детекторах „ионизационного“ принципа регистрации радиации исходный материал должен обладать определенной совокупностью свойств. Это — низкая концентрация примесей (получение протяженной области электрического поля в типичной для детектора диодной структуре); 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); возможность создания высоковольтных диодных структур. Поскольку треки занимают малую долю объема детектора, для идентичности импульсов необходима высокая локальная однородность по объему условий транспорта носителей заряда.

Благодаря достигнутому за последние годы прогрессу в управлении свойствами карбида кремния SiC указанная совокупность характеристик применительно к современному материалу выполняется вполне приемлемо. Стандартным для концентрации примесей является уровень $5 \cdot 10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Это позволяет при напряжении 500 В получать области поля $W \approx 30 \text{ мкм}$. Времена жизни порядка сотен нс для менее подвижных дырок в сочетании с высокими значениями насыщенной дрейфовой скорости обеспечивают близкую к 100% эффективность переноса заряда. Особо привлекательными являются радиационная [3,4] и химическая стойкость SiC, а также возможность работы приборов при температурах в сотни градусов Цельсия [5–7].

Соответственно в публикациях последних лет уделяется значительное внимание исследованию указанных выше свойств SiC и апробации выполненных на его

основе детекторов для регистрации и спектрометрии ядерных излучений различной природы [8–10].

В настоящем сообщении рассматривается возможность регистрации SiC-детекторами проникающей радиации (рентгеновское и γ -излучение, частицы высоких энергий), когда применение SiC далеко неочевидно. Действительно, наиболее совершенный по качеству SiC в лабораторных условиях получают в виде пленок толщиной в десятки мкм [11–13]. Соответственно сигнал при прохождении слабоионизирующего излучения оказывается малым.

В [1,2] была показана возможность усиления сигнала детектора при использовании (вместо традиционной диодной) структуры типа транзистора. Именно при регистрации одиночных α -частиц наблюдался сверхлинейный рост сигнала от напряжения смещения на структуре. Реализовано усиление заряда, внесенного частицей в базу, \approx в 50 раз. Короткопробежные α -частицы естественного распада (с энергией $\approx 5 \text{ МэВ}$) образуют треки с плотностью носителей порядка 10^{16} см^{-3} и относятся к сильноионизирующей радиации.

В данной работе исследуется реакция триодных структур на слабоионизирующее излучение. Опыт поставлен при регистрации потоков квантов рентгеновского и оптического диапазонов в режиме измерения наведенного тока. Весьма важно, что усиление сигнала от проникающего излучения в k раз будет эквивалентно увеличению в той же степени эффективной толщины пленки.

2. Условия эксперимента

Регистрировалась величина тока в функции приложенного к структуре смещения при генерации носителей заряда рентгеновским либо оптическим излучением.

В первом случае облучение образцов велось на установке УРС 1.0 при напряжении анода рентгеновской трубки 20 кВ и токе 20 мА. Поглощение излучаемого

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

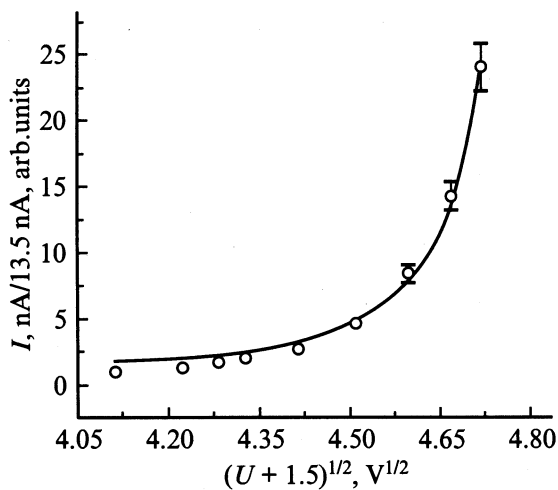


Рис. 1. Зависимость тока, наведенного излучением рентгеновской трубки, от напряжения на триодной структуре детектора. Сплошная кривая — результат „fitting“ при нормировке тока на величину 13.5 нА. Значения параметров: толщина пленки $d = 4.66$ мкм, длина диффузии электронов $L_D = 0.35$ мкм. Напряжение на аноде трубки 20 кВ.

трубкой спектра с учетом малых толщин пленки было слабым. Поэтому генерация носителей по толщине пленки практически была равновероятной.

Во втором случае структуры облучались светом от ртутной лампы. Отдельные части спектрального диапазона выделялись использованием различных фильтров.

Детекторы выполнялись в виде транзисторных структур. Областью базы служили пленки $6H\text{-SiC}$ p -типа проводимости, выращенные на n^+ -подложках методом сублимации в вакууме [12]. Разностная концентрация ионизованных при комнатной температуре примесей составляла $|N_{A^-} - N_{D^+}| = (1-3) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при толщине пленок ≈ 5 мкм. Роль второго электрода с проводимостью n -типа выполнял барьер Шоттки, получаемый магнетронным напылением Ni. Площадь Ni электрода составляла 1.2 мм^2 .

Согласно результатам [1,2], большой эффект усиления наблюдается, когда роль коллектора выполняет барьер Шоттки. Это определяло полярность смещения, приложенного к детектору, при включении его в режиме с плавающей базой.

3. Экспериментальные результаты

Измерения емкостных характеристик показали, что p - n -переходы структуры неодинаковы. Барьер Шоттки соответствует „резкому“ переходу, в то время как у n^+ -подложки переход к проводимости p -типа происходит плавно.

1. Отклик на рентгеновское излучение в режиме максимального усиления (коллектором служит барьер Шоттки) с ростом напряжения U носил сверхлинейный характер. На рис. 1 приведен участок зависимости „фототока“ в функции $(U + 1.5)^{1/2}$, где слагаемое

1.5 В учитывает контактную разность потенциалов. Ток нормирован на его величину 13.5 нА при значении $(U + 1.5)^{1/2} = 4.1 \text{ В}^{1/2}$. Видно, как на сравнительно малом интервале изменения аргумента наблюдается резкое возрастание тока с превышением начального значения в 25 раз.¹ К сожалению, резкий рост темнового тока при больших смещениях не позволил проследить за поведением наведенного тока в более широком диапазоне напряжения.

Обработка данных рис. 1 была проведена в предположении, что наблюдаемый рост тока связан с усилением, характерным для транзистора в режиме с общим эмиттером. Эффективность эмиттера принималась равной $\gamma = 1$. Допускалось также, что при разделении созданных в базе фотоносителей основной вклад в ток дает коллекторный переход. Соответственно в качестве исходной использовалась формула для тока коллектора, приведенная в монографии [14]:

$$I_c = I_{ph} / (1 - \alpha_T),$$

где

$$\alpha_T = \{ \text{ch}[(d - W)/L_D] \}^{-1}.$$

Здесь I_{ph} — „первичный“ ток фотоэлектронов в коллектор; α_T — коэффициент переноса „вторичных“ электронов, инжектированных в базу благодаря возникшей на переходе эмиттер-база фотоэдс; d — толщина пленки, $W \propto (U + 1.5)^{1/2}$ — область объемного заряда коллектора, L_D — длина диффузионного смещения электронов в базе.

При записи выражения для I_{ph} аналогично [1] учитывались как дрейфовый перенос фотоэлектронов из области W , так и вклад их диффузии из нейтральной базы. Поскольку в первом приближении $I_{ph} \propto W \propto U^{1/2}$, основную зависимость от смещения вносит знаменатель формулы, содержащий гиперболический косинус.

При аппроксимации хода тока от напряжения учитывалась операция нормировки. Выражение для I_c делилось на его вид при фиксированном W_n . Значение W_n соответствовало величине напряжения U_n , при котором протекает нормировочный ток I_n (в нашем случае $I_n = 13.5 \text{ нА}$). При вычислении W для концентрации ионизованной в базе примеси ($N_{A^-} - N_{D^+}$) принималось значение $1.2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, полученное из изменений емкости. Найденные в результате подгонки („fitting“) данных рис. 1 величины для толщины пленки $d = 4.66$ мкм и $L_D \cong 0.35$ мкм соответствуют режиму ее роста.

2. При генерации носителей заряда квантами оптического диапазона использовался полупрозрачный Ni электрод. На рис. 2 приведен ход фототока от смещения при облучении образца потоком квантов от лампы ДРШ-250, прошедшим через стеклянный либо двойной (вода и

¹ Заметим, что в случае α -частиц, согласно кривой Брэгга, известно значение вносимой в базу энергии — 0.2 МэВ/мкм. Последнее позволяет выражать амплитуду наблюдаемых импульсов непосредственно в единицах энергии. В измерениях при рентгеновском и оптическом возбуждении тока, чтобы избежать калибровки по интенсивности генерации носителей, рассматриваются относительные значения.

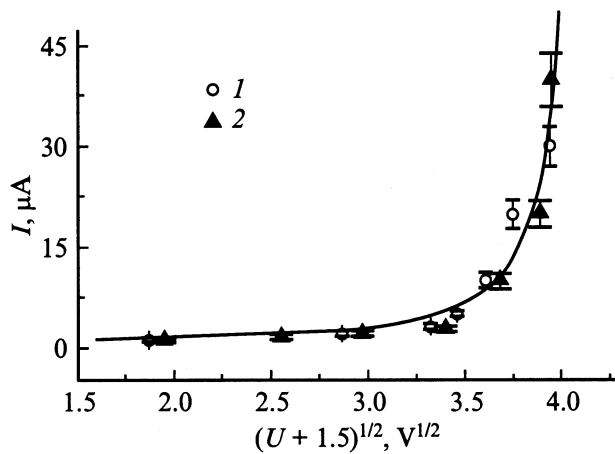


Рис. 2. Зависимость фототока, наведенного излучением ртутной лампы, от напряжения на детекторе. Ток нормирован на значение 1 мкА. Сплошная кривая — результат „fitting“ (аналогично рис. 1) при $d = 4.67$ мкм и $L_D = 0.83$ мкм. Используются фильтры: 1 — стеклянный, 2 — вода и UFS6.

UFS6) фильтр. Роль стеклянного фильтра — приблизить генерацию носителей по глубине базы к однородной. Двойной фильтр обеспечивал измерения в ультрафиолетовой области спектра. Ток нормирован на величину 1 мкА, поэтому его значения по оси ординат соответствуют коэффициенту усиления ≈ 35 . Заметных отличий в поведении тока для приведенных условий фильтрации не наблюдается.

Аппроксимация данных $I_c(U)$ с учетом описанной нормировки проведена для приведенной выше концентрации примесей в базе ($N_{A-} - N_{D+}$) = $1.2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. При этом получены значения $d = 4.67$ мкм, что совпадает с результатом при регистрации рентгеновского излучения. Однако величина $L_D = 0.83$ мкм более 2 раз превышает значение L_D согласно рис. 1. Последнее можно связать с различием на 2 порядка токов при рентгеновском и оптическом возбуждении носителей.

Отметим также, что в исследуемых образцах с полупрозрачным Ni вольт-амперная зависимость без освещения имела характерную особенность. По мере возрастания напряжения происходил резкий рост тока на 2–3 порядка в диапазоне изменения $U < 1$ В. В ряде случаев происходило переключение S-типа из „высоковольтного“ состояния $U \approx 25$ В в „низковольтное“ $U \approx 5$ В, подобно наблюдаемым в [15] эффектам, связанным с пробоем и шнурованием тока. Однако в нашем случае отмеченные эффекты проявлялись при плотностях тока на 2–3 порядка более низких, чем в [15]. Соответственно при снятии зависимости фототока от напряжения выбирались участки вольт-амперной кривой, где темновые токи были несущественны.

При отрицательном смещении на барьере Шоттки фототок также на порядки превышает темновой ток, но в диапазоне $U = 10-100$ В зависимость фототока от напряжения практически отсутствует.

3. Дополнительно было прослежено, как эффект сверхлинейного нарастания сигнала зависит от температуры. Опыт был проведен аналогично [1] на α -частицах с детектором, имеющим более протяженную базу. На рис. 3 приведен ход выраженного в единицах энергии сигнала в диапазоне его усиления на порядок при комнатной температуре. Сплошная линия представляет результат „fitting“ при концентрации примесей согласно измерениям емкости $N_{A-} - N_{D+} = 1.16 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Вариация в качестве параметров толщины базы и L_D привела к величинам $d = 6.37$ мкм и $L_D = 2.90$ мкм.

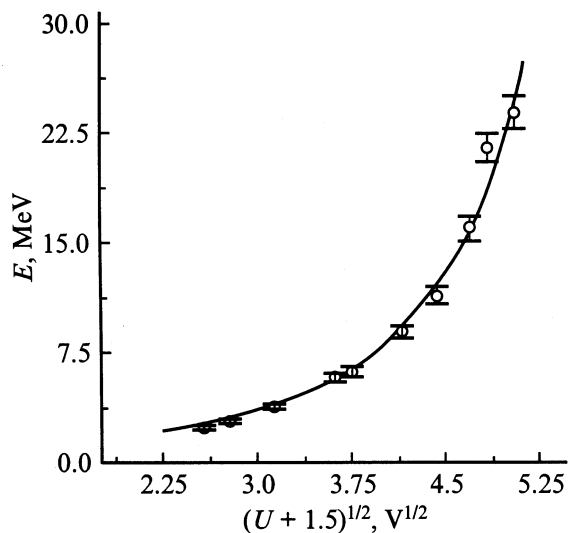


Рис. 3. Энергия сигнала в функции напряжения на детекторе при регистрации α -частиц ^{244}Cm ($E_\alpha = 5.8$ МэВ). Сплошная кривая — результат „fitting“ по алгоритму работы [1] при $d = 6.37$ мкм и $L_D = 2.90$ мкм. В базе детектора поглощается энергия ≈ 1.3 МэВ.

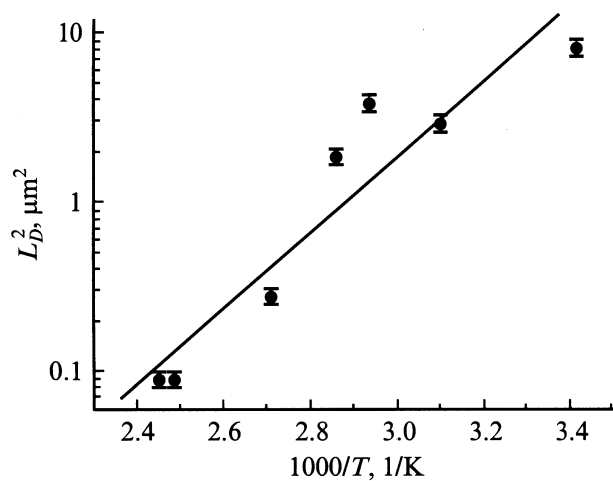


Рис. 4. Зависимость от температуры длины диффузионного смещения электронов в p-базе детектора согласно результатам по регистрации α -частиц. Значения L_D вычисляются из кривых, подобных рис. 3. Ход $(L_D)^2 = f(T)$ соответствует изменению времени жизни электронов $\tau(T)$.

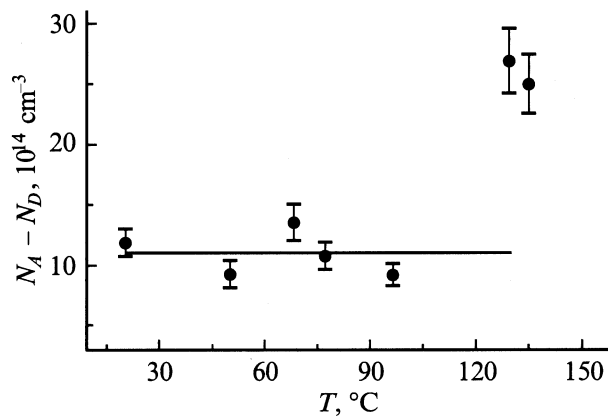


Рис. 5. Зависимость от температуры концентрации примесей, ионизованных в области объемного заряда коллекторного перехода, согласно результатам по регистрации α -частиц. Значения $(N_{A^-} - N_{D^+})$ вычисляются из кривых, подобных рис. 3.

При дальнейшем повышении температуры вплоть до $T = 135^\circ\text{C}$ значение $d = 6.37 \mu\text{м}$ закладывалось при обработке данных в качестве исходного. Определяемыми параметрами являлись величины $(N_{A^-} - N_{D^+})$ и L_D , которые могли меняться с температурой. На опыте наблюдалось существенное падение L_D до значений $0.3 \mu\text{м}$. На рис. 4 приведена зависимость $(L_D)^2 = f(1000/T)$, отражающая падение величины времени жизни электронов $\tau \propto (L_D)^2$.

Концентрация примесей (ионизованных в области объемного заряда коллекторного перехода) до $T = 100^\circ\text{C}$ практически оставалась неизменной, а далее возросла (см. рис. 5).

4. Обсуждение результатов

Полученные в работе данные описывались выше в рамках модели [1], т.е. усилением в структуре фототранзистора. Модель позволяет определить значения основных параметров p -базы и представляется естественной для триодной структуры.

Ранее подобный рис. 2 сверхлинейный ход фототока в SiC от ширины области объемного заряда (напряжения) наблюдался в работе [16]. Однако в отличие от нашего случая в [16] использовались диодные структуры, выполненные на сильно легированном материале. Соответственно эффект объяснялся ударной ионизацией, производимой неравновесными дырками.

Для наблюдаемого нами усиления сигнала показательно, что характер генерации носителей заряда заметной роли не играет. Полярными случаями в этом отношении являются облучение α -частицами и рентгеновскими лучами. Как отмечалось выше, одиночные α -частицы создают плотные треки носителей в виде цилиндров диаметром порядка $10 \mu\text{м}$. Поток X -лучей производит носители с малой плотностью и равномерно по всему объему базы детектора. Однако в обоих случаях наблюдается сверхлинейный рост сигнала

с близкими значениями коэффициента усиления. В итоге оказывается, что 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.

В то же время в рамках указанной модели затруднительно объяснить поведение измеряемых параметров с ростом температуры. Так, возрастание отрицательного объемного заряда примесей $(N_{A^-} - N_{D^+})$ естественно связать с заполнением лежащих выше по энергии центров электронами валентной зоны. Образующиеся при этом дырки дрейфуют к отрицательному электроду и уносятся из области поля.

Менее понятно наблюдаемое падение L_D (времени жизни τ) электронов в p -базе. Падение противоречит известному факту, что при рекомбинации через простые локальные центры время жизни растет с температурой и достигает максимума при переходе к собственной проводимости (см. [17]).

При объяснении хода $L_D(T)$ следует учитывать, что значения L_D находились по величине сигнала от единичных α -частиц. В указанных условиях импульсной ионизации регистрируемый заряд определяется как величиной фотоэдс на переходе эмиттер–база, так и длительностью ее существования. Таким образом, наряду с переносом инжектированных из эмиттера электронов возникает вопрос о падении в базе времени жизни основных носителей — дырок (τ_h).

В принципе снижение τ_h можно отнести к проявлению многозарядных центров. Для таких центров при движении с температурой уровня Ферми вверх от v -зоны возможно появление в запрещенной зоне нового уровня. Условием этого является заполнение „старого“. Центр приобретает отрицательный заряд и сечение захвата им дырок возрастает. Однако заполнение электронами „старых“ уровней должно сказаться на величине объемного заряда $(N_{A^-} - N_{D^+})$, что наблюдается только при $T > 100^\circ\text{C}$.

В свете сказанного очевидно, что исчерпывающего объяснения ходу $L_D(T)$ найти не удалось. Очевидно также, что измеряемую величину L_D не следует однозначно относить к диффузии электронов, а рассматривать как параметр, отражающий релаксацию тока во внешней цепи триодной структуры при импульсной ионизации.

5. Заключение

Изучался ход сигнала от смещения на триодной структуре детектора при регистрации слабоионизирующего излучения. Использовался поток квантов от рентгеновской трубки либо ртутной лампы. В обоих случаях наблюдался сверхлинейный рост наводимого тока с увеличением напряжения на структуре при усилении сигнала в десятки раз относительно значения, выбранного в качестве нормировочного.

Качественно возрастание сигнала объясняется характерным для фотодиода усилением внесенного в базу неравновесного заряда (как предложено в предыдущей работе [1]).

Количественное описание согласно модели фототриода дает при комнатных температурах вполне приемлемые значения для протяженности базы, длины диффузионного смещения электронов, объемного заряда ионизованных примесей. Однако в дополнительных опытах с регистрацией одиночных α -частиц оказалось, что с ростом температуры вычисляемая длина диффузии электронов заметно падает. Последнее обстоятельство адекватного объяснения не получило.

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.

Работа частично поддержана фондом РФФИ грант N-00-15-96750.

Список литературы

- [1] 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).
- [2] Н.Б. Строкан, А.М. Иванов, Н.С. Савкина, Д.В. Давыдов, Е.В. Богданова, А.А. Лебедев. *ФТП*, **36**, 375 (2002).
- [3] A.M. Ivanov, N.B. Strokan, D.V. Davidov, N.S. Savkina, A.A. Lebedev, Yu.T. Mironov, G.A. Ryabov, E.M. Ivanov. *Appl. Surf. Sci.*, **184**, 431 (2001).
- [4] А.А. Лебедев, В.В. Козловский, Н.Б. Строкан, Д.В. Давыдов, А.М. Иванов, А.М. Стрельчук, Р. Якимова. *ФТП*, **36**, 1354 (2002).
- [5] В.А. Тихомирова, О.П. Федосеева, Г.Ф. Холуянов. *ФТП*, **6**, 957 (1972).
- [6] G. Violina, P. Shkreby, E. Kalinina, G. Kholujanov, V. Kossow, R. Yafaev, A. Hallen, A. Konstantinov. *III Int. Seminar on Silicon Carbide and Related Materials*, May 24–26 (Novgorod the Great, Russia, 2000) p. 125.
- [7] Г.Н. Виолина, Е.В. Калинина, Г.Ф. Холуянов, В.Г. Коссов, Р.Р. Яфаев, А. Халлен, А.О. Константинов. *ФТП*, **36**, 750 (2002).
- [8] G. Bertuccio, R. Casigagli, F. Nava. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **48**, 232 (2001).
- [9] M. Bruzzi, F. Nava, S. Russo, S. Sciortino, P. Vanni. *Diamond Relat. Mater.*, **10**, 657 (2001).
- [10] A.A. Lebedev, N.S. Savkina, A.M. Ivanov, N.B. Strokan, D.V. Davydov. *Mater. Sci. Forum*, **338–342**, 1447 (2000).
- [11] R. Yakimova, E. Jansen. *Diamond Relat. Mater.*, **9**, 432 (2000).
- [12] 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. B*, **77**, 50 (2000).

- [13] T. Kimito, S. Nakazawa, K. Fujira, T. Hirao, S. Nakamura, Y. Chen, H. Matsunami. *Technical Digest of International Conference on Silicon Carbide and Related Materials — ICSCRM2001* (Tsukuba, Japan, 2001) p. 189.
- [14] S.M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices* (John Wiley & Sons, 1981).
- [15] Ю.А. Водаков, Д.П. Литвин, В.И. Санкин, Е.Н. Мохов, А.Д. Роевков. *Письма ЖТФ*, **10**, 303 (1984).
- [16] А.О. Константинов. *ФТП*, **17**, 2124 (1983).
- [17] С.М. Рывкин. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках* (М., Физматгиз, 1963). [S.M. Ryvkin. *Photoelectric Effects in Semiconductors*, Consultants Bureau (N.Y., 1964) p. 1].

Редактор Л.В. Беляков

Silicon Carbide transistor structures as detectors of the weak-ionization radiation

N.B. Strokan, A.M. Ivanov, M.E. Boyko, N.S. Savkina, A.M. Strelchuk, A.A. Lebedev, R. Yakimova*

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

* Department of Physics and Measurement Technology,
Linköping University,
581 83 Linköping, Sweden

Abstract As far back as in first attempts undertaken in 1960s to replace gas in ionization chambers to some more condensed semi-conducting medium, SiC-based detectors occupied a prominent place. However, SiC lagged noticeably behind the „competing“ materials in dynamics of its improvement in those years. In the present work the investigations of the triodelike structure SiC-based detectors were prolonged. It was determined that the signal amplification by a factor of tens takes place in the case of weak-ionization (as with strong-ionization by alpha particles). Thus, SiC-films with the thickness of tens μm can be used for registration of penetrating radiation, x -ray for example. Indeed, the effective thickness of the films proves to be within the range of hundreds of micrometers.