

Особенности регистрации α -частиц тонкими полуизолирующими пленками 6H-SiC

© Н.Б. Строкан, А.А. Лебедев, А.М. Иванов, Д.В. Давыдов, В.В. Козловский*

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

* Санкт-Петербургский государственный технический университет,
194251 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 22 июня 2000 г. Принята к печати 22 июня 2000 г.)

Структуры типа $p^+ - n - n^+$ на базе пленок 6H-SiC, выращенных методом *chemical vapor deposition* на n^+ -подложке, облучались протонами с энергией 8 МэВ и дозой $8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Для стабилизации материала применялся отжиг при $T = 450^\circ\text{C}$ в течение 10 мин. В итоге удельное сопротивление пленки составляло $\rho = 5 \cdot 10^9 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Воздействие протонов исследовалось методом α -спектрометрии. Регистрация α -частиц с энергией 5.77 МэВ проводилась как при обратном, так и прямом напряжениях. Сопоставлялись результаты двух режимов регистрации: (1) при сквозном простреле структуры плотным треком и (2) для условий полного торможения частицы. Показано, что в случае (1) сигнал в режиме прямого смещения формируется по механизму "сквозного проводящего канала". Это позволяет определить величину произведения времени жизни электронов на их подвижность. Исследован стандартный для спектрометрии режим, когда пробег частицы R не превышает протяженности пленки. Отмечено, что уменьшение R приводит к различному поведению сигнала для указанных выше смещений. Так, для прямого смещения сигнал уменьшается более резко и при больших значениях R .

Введение

Воздействие протонного облучения до доз $\sim 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ исследовалось ранее в работе [1]. Показано, что облучение создает в запрещенной зоне n -6H-SiC систему глубоких уровней как акцепторной, так и донорной природы. Это приводит к значительному росту удельного сопротивления ρ вследствие захвата электронов глубокими центрами. При этом измерение вольт-фарадных ($C-V$) характеристик при $T = 700 \text{ K}$ (когда даже наиболее глубокие уровни имеют времена эмиссии менее 10 мкс) дало для всей системы дефектов разностную концентрацию $N_D^+ - N_A^- = 9.1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, что в 2 раза превосходит значение до облучения. Вместе с тем при $T = 300 \text{ K}$ вплоть до дозы $4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ наблюдалось монотонное уменьшение $N_D^+ - N_A^-$ с возрастанием дозы, т.е. "компенсация проводимости" происходила.

В данной работе рассматривается влияние доз протонов $\sim 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Резкое возрастание величины ρ делает неэффективным измерение $C-V$ -характеристик и была применена методика, связанная с наблюдением переноса неравновесного заряда техникой амплитудного анализа. Заряд создавался путем импульсной ионизации, производимой α -частицами естественного распада.

Параметры $p^+ - n - n^+$ -структур позволяли применить разнообразные режимы регистрации частиц: обратного и прямого смещений, сквозного пролета частицы сквозь $p^+ - n$ -слой либо полного торможения ее в n -базе детектора. Таким образом структуры являлись продуктивной моделью для выяснения особенностей указанных режимов детектирования.

Образцы помещались в камеру с α -источником ^{244}Cm . Была предусмотрена возможность изменения расстояния образец-источник и угла падения частиц на детектор. Снижением энергии частиц за счет потерь в воздухе и отклонением угла падения относительно нормали создавались условия для торможения ее в базе детектора. Все измерения проводились при комнатной температуре.

Структуры включались в обычную цепь — последовательно с источником питания и сопротивлением нагрузки. Установка для измерения сигнала от отдельной частицы включала предусилитель, сигнал которого пропорционален величине заряда на входе; усилитель с полосой пропускания, формируемой RC -цепочками интегрирования-дифференцирования, и амплитудный анализатор. Постоянная RC -формирования, как правило, составляла $\Theta = 0.5 \text{ мкс}$. Цена канала анализатора в единицах энергии определялась по линиям α -распада ^{228}Th с помощью калибровочного кремниевого детектора. Энергия связана с зарядом через число пар электрон-дырка N очевидным образом: $N = E_{\text{Si}}/\varepsilon_{\text{Si}} = E_{\text{SiC}}/\varepsilon_{\text{SiC}}$. Здесь ε_{Si} и ε_{SiC} — средние энергии образования пары в Si и SiC соответственно. Нами использовались значения $\varepsilon_{\text{Si}} = 3.62 \text{ эВ}$ и $\varepsilon_{\text{SiC}} = 9.5 \text{ эВ}$.¹

Как отмечено выше, применялось напряжение смещения обеих полярностей, причем для прямого направления мы старались не выходить за пределы линейного участка вольт-амперной характеристики; "удельное" сопротивление структуры достигало значений порядка $10^9 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, что указывало на глубокую компенсацию проводимости базы.

¹ В работе [2] приведена меньшая величина ε_{SiC} , которая после коррекции ошибки составила 9.5 эВ.

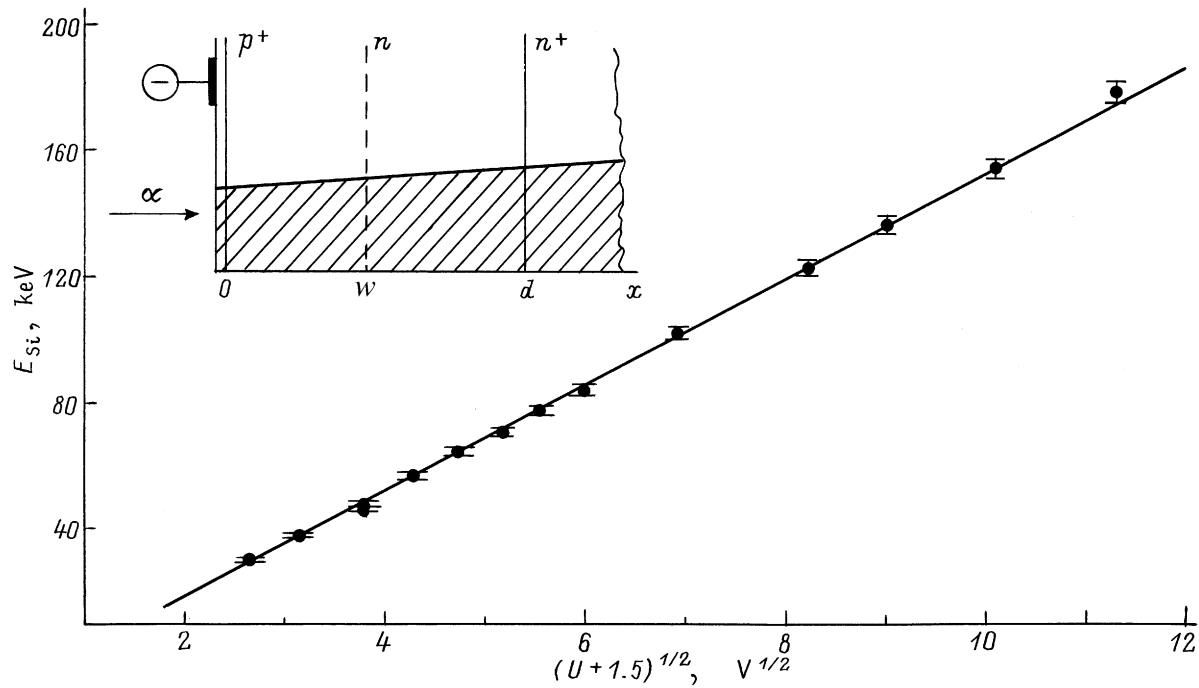


Рис. 1. Зависимость сигнала детектора D4 (E_{Si}) от напряжения обратного смещения U . Сигнал выражен в единицах энергии и пропорционален заряду, индуцированному на электродах детектора. На вставке — пояснение структуры детектора. Заштрихован ход удельных потерь энергии α -частицы с расстоянием x .

Частица пронизывает структуру детектора

В измерениях этого рода детектор располагался не далее 15 мм от источника. При больших расстояниях в камере создавался вакуум $\sim 10^{-2}$ мм рт.ст.

1. Режим с приложенным обратным напряжением является стандартным для полупроводниковых детекторов. При этом детально исследован и случай компенсации проводимости рабочей зоны детектора глубокими уровнями. Отмечалось (см., например, [3]), что при обратном смещении возможно нарушение первоначально достигнутой компенсации за счет термического выброса носителей с глубоких центров. Так, электроны, поступаая с глубоких доноров в зону проводимости, дрейфуют к n^+ -электроду, оставляя в объеме нескомпенсированный положительный заряд. Развитие этого процесса во времени приводит к тому, что приложенного напряжения уже недостаточно для полного обеднения и возникает участок нейтральной высокоомной базы.

Описанная трансформация структуры характерным образом проявляется в кинетике сигнала на электродах детектора. Быстрое нарастание сигнала (со временем дрейфового переноса носителей в области поля) переходит в фазу реакции высокоомной базы на появление в ней "лишнего" в отношении нейтральности электрона. Время реакции определяется постоянной максвелловской релаксации (τ_{Max}) и может существенно превосходить время формирования сигнала измерительной

схемой. Поскольку индуцированный на электродах заряд определяется длиной пути w , пройденного носителем в межэлектродном промежутке d , то в указанном случае (см. вставку на рис. 1) он составит долю, равную w/d .

В исследованных пленках мы действительно столкнулись с нарушением компенсации при приложении смещения. Это означает, что для использованных комнатных температур выброс электронов с глубоких уровней был значителен. Постоянная выброса выражается как

$$\tau_e = [\sigma v N_C \exp(-\Delta E/kT)]^{-1},$$

где σ и ΔE — сечение захвата и глубина залегания центра, v — тепловая скорость, N_C — плотность состояний в зоне проводимости. Например, для залегания уровня на глубине 0.75 эВ, $\sigma = 10^{-15}$ см², $v = 10^7$ см/с имеем $\tau_e = 40$ с и состояние компенсации таким уровнем кратковременно.

Далее, логично положить, что при генерации α -частицами перенос неравновесного заряда происходит эффективно только в области сильного поля. В условиях большого содержания центров захвата медленная (сравнительно с дрейфом) диффузия дает весьма малый вклад. Исходя из сказанного регистрируемый заряд должен выражаться как

$$Q \propto (dE_\alpha/dx)w(w/d) \propto w^2,$$

где dE_α/dx — удельные потери энергии частиц в SiC.

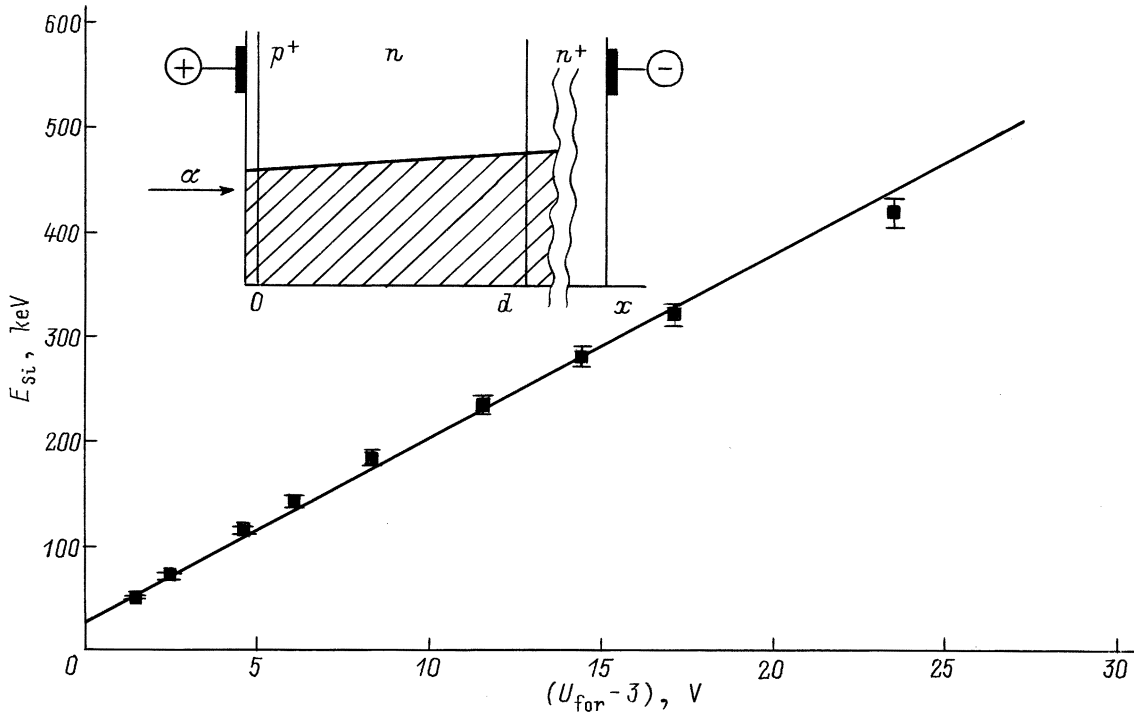


Рис. 2. Зависимость сигнала детектора D4 (E_{Si}) от напряжения прямого смещения U_{for} . На вставке — пояснение структуры детектора. Заштрихован ход удельных потерь энергии α -частицей.

На опыте снимались зависимости заряда от смещения на детекторе U . Поскольку $w \propto \sqrt{U}$, следовало ожидать хода сигнала $Q \propto U$. Однако экспериментальные данные (см. рис. 1) с хорошей точностью описывались зависимостью типа $Q \propto (U + 1.5)^{1/2}$, где добавка в 1.5 В учитывала контактную разность потенциалов на $p^+ - n$ -переходе. По величине наклона была определена эффективная разностная концентрация $N_D^+ - N_A^- = 2.3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. При этом использовались значения $dE_\alpha/dx = 200 \text{ кэВ/мкм}$, что на кривой удельных потерь энергии соответствует началу торможения частицы. Действительно, при указанной концентрации и смещении 100 В область поля составит всего 2.2 мкм при полном пробеге частицы $\sim 20 \text{ мкм}$.

Расхождение между ожидаемым ходом $Q \propto U$ и наблюдаемым $Q \propto U^{1/2}$ сводится к вопросу — почему в наших условиях не проявляется множитель w/d или (в равноценной редакции) почему радикально ускорилась реакция базы. На наш взгляд, это связано с производимой частицей в базе ионизацией, которая существенно модулирует проводимость. Оценка показывает, что в начальный момент времени в объеме трека (цилиндра) площадью 1 мкм^2 концентрация носителей достигает $\sim 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Это соответствует проводимости менее $1 (\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}$ и временам релаксации τ_{Max} — порядка пикосекунд, т. е. на 6 порядков величины менее времен формирования сигнала Θ . Конечно, в ходе растекания трека концентрация падает и значения τ_{Max} растут. Но здесь надо иметь в виду, что состояние с

высокой проводимостью базы разрушается за счет амбиполярной диффузии за значительно большее время, чем дрейф носителей в поле. Так, в наших условиях (среднее поле $100/2 \cdot 10^{-4} \text{ В/см}$) перенос на 2 мкм происходил за времена порядка $2 \cdot 10^{-11} \text{ с}$. В итоге благодаря высокой неравновесной проводимости базы индукция заряда на n^+ -электроре соответствовала его переносу на расстояние d .

2. Рассмотренный выше режим обратного смещения характеризуется тем, что p^+ - и n^+ -контакты надежно блокируют поступление носителей из внешней цепи. Формирование сигнала в условиях, когда контакты не ограничивают поступления носителей, анализировалось С.М. Рывкиным [4]. Далее, в работе [5] на тонких (сравнительно с пробегом частиц) кристаллах CdS был реализован режим "сквозного проводящего канала". Если дополнительно положить, что дырки мгновенно захватываются, а более долгоживущие электроны циркулируют через образец, то величина протекшего при этом заряда выражается как

$$Q = q(\mu F \tau / d). \tag{1}$$

Здесь q — созданный ионизацией заряд, μ и τ — подвижность и время жизни электронов, F — напряженность электрического поля. Из формулы следует возможность усиления заряда, причем коэффициент $\mu F \tau / d$ определяется отношением длины дрейфового смещения электрона к толщине образца.

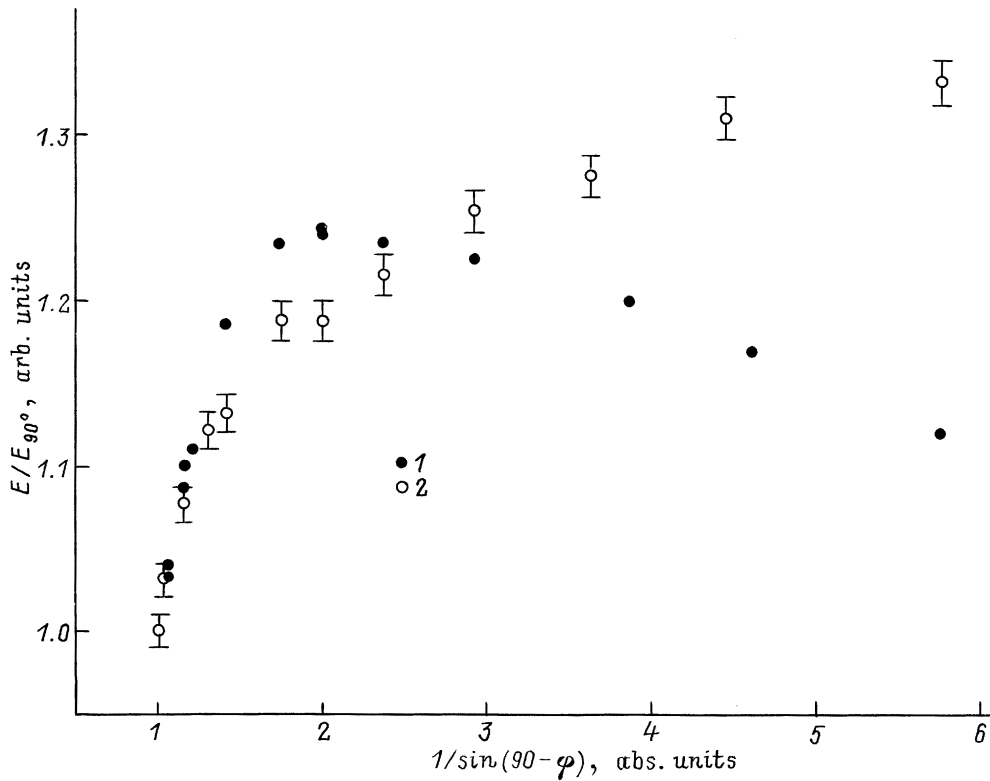


Рис. 3. Зависимости сигнала в режиме прямого смещения при отклонении угла падения α -частиц от нормального. Детектор С4, φ — угол между направлением вхождения частиц и нормалью к поверхности детектора. Напряжение на n -базе детектора, В: 1 — 4.7, 2 — 18.7.

Как отмечалось, при включении исследуемых нами $p^+ - n - n^+$ -структур в пропускном направлении на вольт-амперной характеристике наблюдался протяженный линейный участок, связанный с высоким сопротивлением базы. Можно полагать, что в этих условиях контактное сопротивление не ограничивало тока. Далее, время жизни дырок было меньше, чем электронов. В итоге условия не отличались заметным образом от модели [2,5]. Наблюдаемые на опыте зависимости сигнала от смещения были линейны (см. рис. 2) и соответствовали значениям $\mu\tau = 7 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2/\text{В}$ и усилению $\mu F\tau/d$ в 1.7 раза. При построении графика значения напряжения уменьшались на 3 В для учета суммарной контактной разности потенциалов $p^+ - n$ - и $n - n^+$ -переходов. При подвижностях $\mu \simeq 30 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ для времени жизни электронов получаем значения $\tau \simeq 2 \cdot 10^{-10} \text{ с}$. Показательно, что τ не изменяется с величиной протекающего прямого тока, т.е. происходящее изменение заполнения уровней на τ не сказывается.

Следующий опыт включал изменение геометрии трека. Это достигалось вариацией угла падения частиц φ (угол между направлением вхождения частицы и нормалью к поверхности детектора). Соответственно длина трека росла как $1/\sin(90-\varphi)$. На рис. 3 приведен ход нормированного на случай нормального падения частиц сигнала для двух величин смещения, отличающихся в ~ 4 раза.

Согласно формуле (1) заряд Q пропорционален величине

$$Q \propto (dE_\alpha/dx)d(\mu F\tau/d) \propto (dE_\alpha/dx)F, \quad (2)$$

причем реакция сомножителей на изменение угла падения противоположна. Удельные потери энергии с длиной трека возрастают согласно кривой Брегга, а напряженность поля в проводящем канале трека падает. Указанная конкуренция и объясняет, на наш взгляд, кривую 1 на рис. 3. При повышении F (кривая 2) наблюдается монотонный рост сигнала. Представляется, что в полях $F \simeq 5 \cdot 10^4 \text{ В/см}$ расположение трека "вдоль" электродов будет способствовать дрейфовому переносу носителей обоих знаков. Механизм сквозного проводящего канала уже не является определяющим и ориентироваться на формулу (1) не следует.

В заключение раздела приведем для исследованных пленок значения параметров, полученных из зависимо-

Образец	$\mu\tau, 10^{-9} \text{ см}^2/\text{В}$	$N_D^+ - N_A^-, 10^{16} \text{ см}^{-3}$
D4	7.0	2.3
C4	6.0	4.0
B4	6.0	2.45
C3	—	2.2

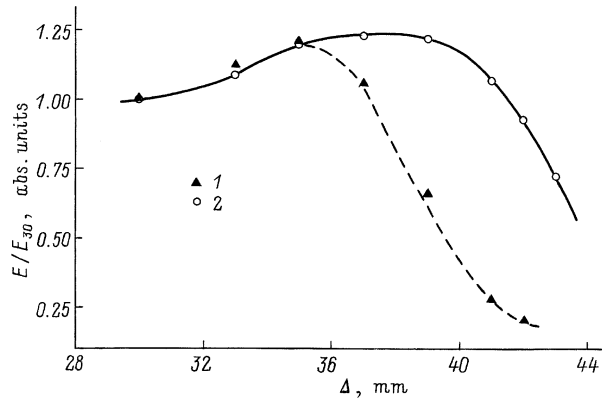


Рис. 4. Поведение сигнала детектора С4 при снижении энергии α -частиц для режимов прямого (1) и обратного (2) напряжений смещения. По оси абсцисс отложено расстояние источник–детектор. Энергия изменяется за счет торможения частиц в воздухе. Напряжение на детекторе, В: 1 — 20, 2 — 100.

стей сигнала от напряжения смещения согласно рис. 1 и 2 (см. таблицу, где значения $N_D^+ - N_A^-$ и $\mu\tau$ определены при включении структуры в обратном и прямом направлении соответственно).

Частица тормозится в детекторе

Рассмотрим, как будет изменяться величина заряда при переходе к полному торможению ядерной частицы в структуре детектора. На рис. 4 сопоставлены режимы прямого и обратного смещений в условиях последовательного снижения энергии частиц за счет торможения их в воздухе. Соответственно по оси абсцисс отложено расстояние источник–детектор Δ . Величина сигнала нормирована на его значение в начале рассматриваемого участка при $\Delta = 30$ мм.

Из рис. 4 видно, что после некоторого возрастания сигнала наступает его падение, причем последнее происходит для двух режимов смещения различно. В прямом направлении заряд начинает уменьшаться при больших энергиях и это падение происходит более резко, чем при обратном напряжении смещения. Первый участок (возрастание) объясняется ростом удельных потерь энергии частицы к концу пробега. Различие в характере спада, на наш взгляд, подтверждает сказанное выше о формировании сигнала.

А) Как только с понижением энергии частицы появляется участок SiC с немодулированной проводимостью, режим сквозного проводящего канала со свободной циркуляцией электронов срывается. Сквозной ток

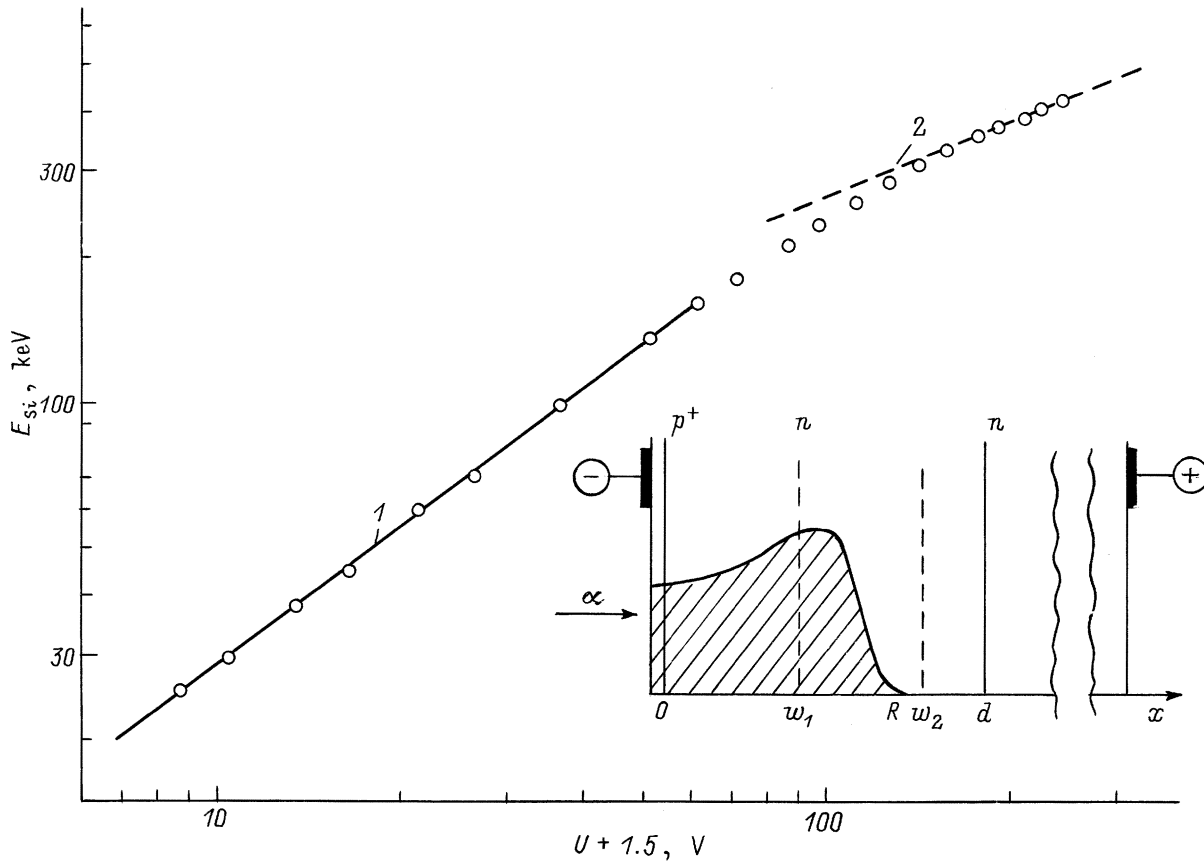


Рис. 5. Зависимость сигнала от напряжения обратного смещения при полном торможении α -частиц в n -базе детектора С4. На вставке — пояснение геометрии измерений. Заштрихован ход удельных потерь энергии α -частицы при пробеге R . Границы области обеднения $w_1 < R$ и $w_2 > R$ относятся к линейной (участок 1) и корневой (участок 2) зависимостям сигнала соответственно.

ограничивается высоким сопротивлением слоя $d-R$ (где R — пробег электрона в SiC) и невозможно реализовать усиление заряда, хотя и малое в нашем случае. Далее, приращение тока при появлении заряда q на емкости образца C при его сопротивлении r равно

$$\Delta I = \Delta U/r = q/rC \ll q/t_{dr}.$$

Здесь t_{dr} — время дрейфа носителя. Следовательно, индукция сигнала на электродах высокоомного образца происходит аналогично случаю запорных контактов. Именно важна величина пройденного неравновесным носителем пути в межэлектродном промежутке d . В указанных условиях падение сигнала со снижением энергии частицы (рис. 4, кривая 1) усугубляется возрастающим вкладом переноса дырок, обладающих малой длиной дрейфового смещения.

Б) С другой стороны, при обратном смещении появление слоя $d-R$ менее критично для сигнала. Напомним, что при модуляции проводимости базы детектора на глубину R сигнал равен $Q = q_0(R/d)$, где q_0 — внесенный в область поля заряд. Из рис. 4 (кривая 2) видно, как до значений $\Delta \approx 40$ мм падение сигнала (с темпом R/d) компенсируется прохождением через область поля максимума ионизации кривой Брегга. Далее сигнал уменьшается в основном из-за снижения ионизации, так как величина множителя R/d ограничена снизу значением w/d .

Для дополнительной проверки приведенных в п. А соображений о роли модуляции проводимости базы, заряд измерялся в условиях, когда высокоомная база заведомо присутствовала. Для этого использовалась геометрия опыта, когда трек укладывался в области поля при смещениях $U > 100$ В. Это достигалось подбором расстояния $\Delta \approx 42$ мм, а также поворотом детектора и регистрацией частиц при их вхождении в детектор под углом 65° относительно нормали. Последнее увеличивало путь частиц в области w в $1/\sin(25^\circ)$ раз. В указанных условиях ход сигнала от напряжения смещения четко показал два участка. Из рис. 5 следует, что при малых смещениях зависимость близка к линейной, а затем — с ростом напряжения смещения — переходит в корневую. Такое поведение полностью согласуется со сказанным в п. А. Поскольку в структуре детектора присутствует слой высокоомной базы с большим временем релаксации τ_{\max} , сигнал выражается как $Q = q_0(w/d)$. При $w_1 < R$ внесенный в область поля заряд q_0 растет в первом приближении как w_1 . В итоге $Q \propto (w_1)^2 \propto U$. С ростом U достигается соотношение $w_2 > R$, когда зависимость $q_0(U) = \text{const}$ и $Q \propto w_2 \propto U^{1/2}$.

Заключение

Полученные результаты представляются нам интересными, во-первых, с практической стороны. Важно, что легированные пленки с большим количеством введенных

последующим облучением радиационных центров (при суммарном содержании дефектов $\sim 10^{17}$ см $^{-3}$) оказываются тем не менее способными регистрировать быстрые ионы. Проблема работы детекторов типа p^+n на базе таких пленок связана скорее с "раскомпенсацией проводимости", чем с малостью параметров переноса носителей.

Показано, что возможно включение структур в нетрадиционном прямом направлении с реализацией для тонких пленок режима сквозного проводящего канала с усилением сигнала. В этой связи отметим работу [6], где указанная поляриность применялась для $p^+-\pi-n^+$ -детекторов на основе облученного Si. Здесь для треков слабо ионизирующих частиц также выполнялись условия циркуляции электронов в цепи детектора. Однако соотношение длины дрейфового смещения электронов и протяженности базы не позволило авторам наблюдать усиление сигнала.

Далее были наблюдаемы особенности в поведении сигнала, интересные с позиций общих принципов работы детекторов. Это стало возможным благодаря нетривиальному сочетанию характеристик пленочных структур и, соответственно, применению четырех различных режимов детектирования. Новым является формирование сигнала в условиях ускоренной релаксации проводимости полупроводящей базы детектора, что обеспечивается высокой неравновесной проводимостью в треке иона. Кроме того, прослежена трансформация сигнала при переходе от режима сквозного прохождения частицы к случаю полного торможения ее в детекторе.

Авторы выражают благодарность В.К. Еремину за обсуждение результатов и ценные замечания.

Список литературы

- [1] А.А. Лебедев, А.И. Вейнгер, Д.В. Давыдов, В.В. Козловский, Н.С. Савкина, А.М. Стрельчук. ФТП, **34** (9), 1058 (2000).
- [2] А.А. Лебедев, Н.С. Савкина, А.М. Иванов, Н.Б. Строкан, Д.В. Давыдов. ФТП, **34** (2), 249 (2000).
- [3] В.К. Еремин, Н.Б. Строкан, Н.И. Тиснек. ФТП, **8** (6), 1157 (1974).
- [4] С.М. Рывкин. ЖТФ, **26** (12), 2667 (1956).
- [5] Н.А. Витовский, П.И. Малеев, С.М. Рывкин. ЖТФ, **28** (3), 460 (1958).
- [6] L.J. Beattie, A. Chilingarov, T. Sloan. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Research., **A439** (2), 293 (2000).

Редактор Т.А. Полянская

Particular features of α -particle detection by thin semi-insulating 6H-SiC films

N.B. Strokan, A.A. Lebedev, A.M. Ivanov,
D.V. Davydov, V.V. Kozlovski*

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

* St. Petersburg State Technical University,
194251 St. Petersburg, Russia

Abstract $p^+ - n - n^+$ structures based on 6H-SiC films grown by chemical vapor deposition on n^+ substrate were used. The structures were exposed to a dose of $8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ of 8 MeV protons. The material was stabilized by annealing at $T = 450^\circ\text{C}$ for 10 min. The resulting films resistivity was $\rho = 5 \cdot 10^9 \text{ Ohm cm}$. The effect of proton dose was studied by means of α -spectrometry. α -particles with energy of 5.77 MeV were detected under both reverse and forward bias. Results obtained in two modes of ion detection were compared: (1) through-penetration of a particle across the structure, producing a dense track, and (2) complete deceleration of a particle across the structure. It is shown that for (1) and forward bias the signal is formed by the mechanism of "through conducting channel". This permitted to determine the product of electron mobility by lifetime $\mu\tau$. The standard spectrometric mode, with particle range R not exceeding the film thickness, has been studied. It was noticed that progressive decrease in R leads to varied behavior of the signal under the above biases. For example, the signal under forward bias decreases more sharply and at longer R values.