

Применение SiC-триодных структур как детекторов ядерных частиц

© Н.Б. Строкан, А.М. Иванов, Н.С. Савкина, Д.В. Давыдов, Е.В. Богданова, А.А. Лебедев

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

(Получена 2 августа 2001 г. Принята к печати 29 августа 2001 г.)

Показана возможность внутреннего усиления сигнала (\approx в 100 раз) в детекторах короткопробежных ионов на основе карбида кремния. Детекторы создавались ростом эпитаксиальных слоев p -типа на $6H\text{-SiC } n^+$ -подложках. Толщина пленок ≈ 10 мкм, а уровень легирования составлял $2.8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Барьеры Шоттки формировались на пленках магнетронным распылением Ni. Детекторы имели структуру $n-p-n^+$, их параметры исследовались в режиме "плавающей базы". Использовались α -частицы ^{244}Cm с энергией 5.8 МэВ и исследовалось увеличение сигнала (E) с ростом приложенного напряжения (U). Облучаемые структуры эквивалентны фототриоду. Был обнаружен сверхлинейный рост E со значительным (десятки раз) усилением вводимого α -частицей неравновесного заряда.

В настоящее время наблюдается значительный прогресс в получении "чистых" пленок SiC. Содержание электрически активных примесей в пленках контролируется на уровне 10^{15} см^{-3} (как для n -типа, так и для p -типа проводимости) при временах жизни ~ 1 мкс для дырок и электронов. Указанные характеристики позволяют опробовать пригодность SiC для детектирования и спектрометрии ядерных излучений.

В первом случае — в режиме регистрации излучения — выделение в детекторе полной энергии ядерной частицы (кванта) лишь желательное. Однако для режима точного определения энергии полное торможение частицы в активной зоне детектора является необходимым условием. Поэтому для анализа детекторов на пленках SiC применяются α -частицы естественного распада, пробег которых не превышает ~ 30 мкм. Заметим, что основой для типичной конструкции детектора служит $p-n$ -переход. Так, последние результаты по использованию пленок SiC в качестве детекторов [1–3] получены на диодных структурах. В данной работе исследованы характеристики триодной структуры типа n^+-p-n^+ . Выяснены условия, при которых в структуре происходит значительное (в десятки раз) усиление внесенного α -частицей неравновесного заряда.

Эксперимент

Исходными для базовой области структуры служили пленки $6H\text{-SiC } p$ -типа проводимости, выращенные на n^+ -подложках методом сублимации в вакууме [4]. Разностная концентрация ионизованных при комнатной температуре примесей составляла $2.8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при протяженности пленок ~ 10 мкм. Роль второго электрода выполнял барьер Шоттки, получаемый напылением Ni.

Структуры исследовались в режиме включения с плавающей базой. Облучение их α -частицами велось со стороны барьера Шоттки. Использовались α -частицы препарата ^{244}Cm с энергией 5.8 МэВ и пробегом в SiC 20 мкм. Последняя величина превышала толщину пленки. Поскольку угол падения частиц был близок к

нормальному, возникающий в базе неравновесный заряд (с учетом кривой Брега для ионизационных потерь) соответствовал поглощению примерно трети указанной выше энергии. Структуры включались в цепь последовательно с сопротивлением нагрузки и источником смещения. Сигналы от α -частиц регистрировались с помощью предусилителя, чувствительного к протекшему по цепи заряду. Далее стандартной техникой амплитудного анализа отслеживались форма спектра сигнала и ход средней амплитуды в функции прикладываемого напряжения. Все измерения проводились при комнатной температуре в условиях форвакуума.

Измерения емкости показали, что $p-n^+$ -переходы структуры, как и следовало ожидать, не одинаковы. Барьер Шоттки соответствует "резкому" переходу, в то время как у n^+ -подложки переход к проводимости p -типа происходит плавно. Поэтому сопоставлялись две полярности включения, когда роль коллектора выполнял либо $p-n$ -переход подложки, либо барьер Шоттки.

Результаты измерений

1. На рис. 1 приведен ход сигнала (E) от напряжения (U) на структуре для случая, когда коллектором служил $p-n^+$ -переход подложки. Видно, как наблюдаемое при $U \leq 50$ В резкое возрастание сигнала сменяется сублинейной зависимостью с явной тенденцией к насыщению. Важно отметить, что величина сигнала превышает значение энергии, выделяемой α -частицей в базе. Однако превышение происходит всего в 2 раза, т. е. существенного усиления не наблюдается. Нам представляется, что такое поведение сигнала объясняется проявлением двух факторов: слабой инжектирующей способностью эмиттера — барьера Шоттки — и низким временем жизни носителей заряда у барьера.

Форма спектральной линии была гауссовой (рис. 2). При этом отношение ширины спектра к средней амплитуде в функции U имело незначительное возрастание (рис. 3). Полученная для разброса амплитуд величина

на $\sim 9\%$ частично связана в флуктуациями ионизационных потерь энергии отдельными α -частицами при сквозном пролете базы. Однако и без учета упомянутых флуктуаций значения $\sim 10\%$ указывают на достаточно высокую однородность условий переноса заряда в пленке.

2. В режиме, когда коллектором является барьер Шоттки, зависимость $E(U)$ приобретает суперлинейный характер. Сигнал соответствует величине порядка 100 МэВ, тогда как первоначальное значение для выделяемой α -частицей энергии близко к 2 МэВ. Форма спектра, как и в первом случае, оказывается гауссовой. Показательно, что наблюдаемый при малых напряжениях ($U \leq 15$ В) значительный разброс амплитуд (рис. 4) выходил в дальнейшем на постоянное значение $\sim 9\%$, практически равное полученному выше. Отметим также, что постоянство отношения ширины спектра к его сред-

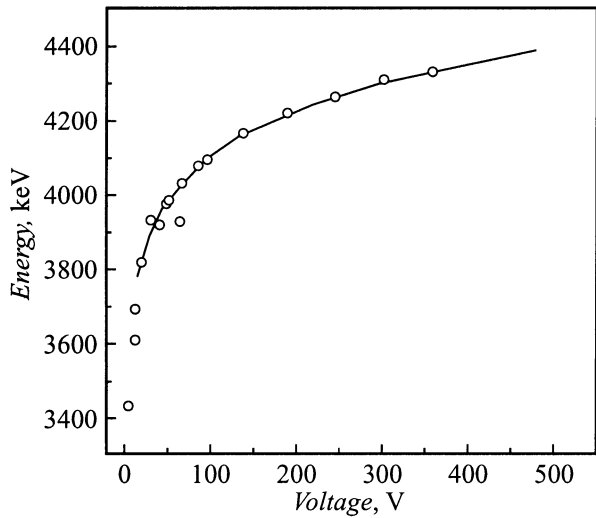


Рис. 1. Зависимость сигнала от α -частицы, выраженного в единицах энергии, от напряжения на триодной структуре. Роль коллектора выполняет $p-n^+$ -переход подложки.

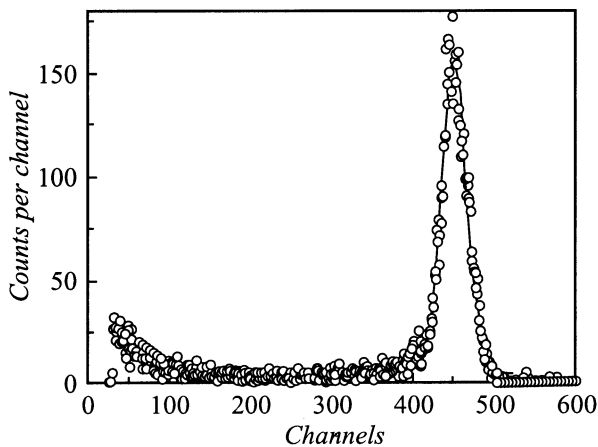


Рис. 2. Форма спектральной линии при напряжении 305 В. Сплошная линия — аппроксимация спектра функцией Гаусса.

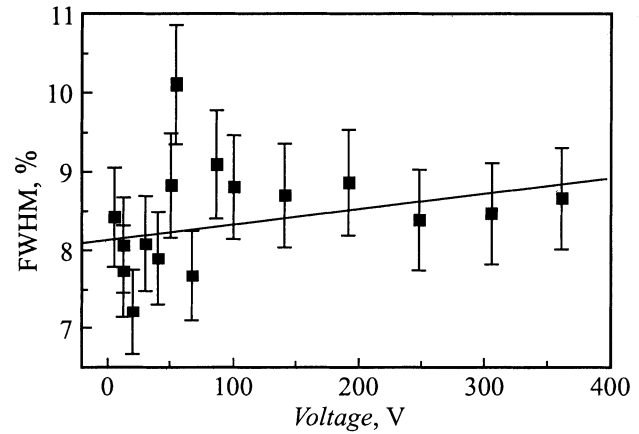


Рис. 3. Отношение ширины спектральной линии (на уровне 0.5 от максимума) к значению средней амплитуды спектра в функции напряжения на триодной структуре. Роль коллектора выполняет $p-n^+$ -переход подложки.

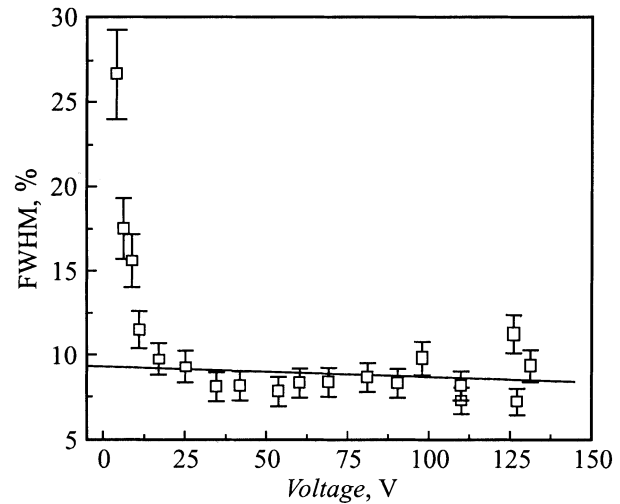


Рис. 4. Отношение ширины спектральной линии (на уровне 0.5 от максимума) к значению средней амплитуды спектра в функции напряжения на триодной структуре. Роль коллектора выполняет барьер Шоттки.

ней амплитуде указывает на линейный характер усиления как "больших", так и "малых" порций первоначально внесенного заряда.

Обсуждение результатов

Поскольку исследуемая структура эквивалентна фототриоду, наблюдаемое усиление качественно следует описывать в рамках следующей модели (см., например, [5]). Неосновные носители (в нашем случае электроны), образованные в базе при торможении α -частицы, диффундируют к эмиттерному и коллекторному переходам, где вовлекаются в дрейф существующими полями. Неравновесные дырки оказываются в потенциальной яме

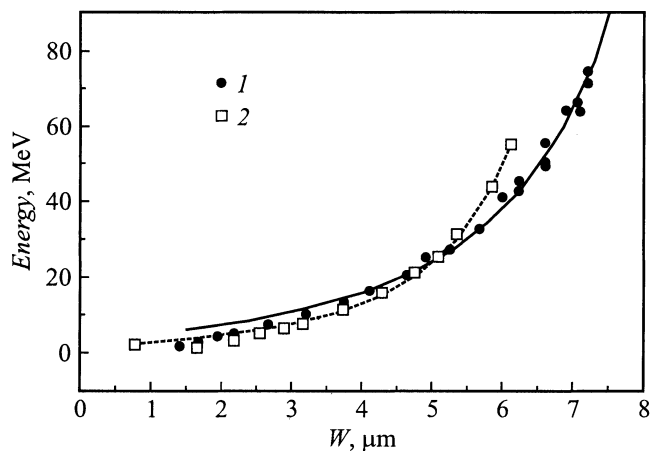


Рис. 5. Зависимость сигнала от α -частицы, выраженного в единицах энергии, от ширины области объемного заряда у коллекторного перехода — барьера Шоттки. Точки — эксперимент, сплошные линии — аппроксимация по формуле (1) при значениях подгоночных параметров: $L_D = 8.85$ и 5.85 мкм; толщина пленки $d = 10.75$ и 8.53 мкм для образцов 1 и 2 соответственно.

и заряжают ее положительно относительно эмиттера. Изменение разности потенциалов эмиттер–база увеличивает инжектируемый эмиттером ток электронов.

Для количественного описания эффекта прежде всего учтем, что усиление первичного тока фототриода происходит в $(1 - \alpha_T)^{-1}$ раз, где α_T — коэффициент переноса электронов в базе. Такая запись справедлива при допущении, что эффективность эмиттера равна единице. Выражение для α_T возьмем, согласно работе [6], по транспорту вошедшего в базу заряда при δ -импульсе напряжения на переходе эмиттер–база. Тогда для нашего случая α_T запишется как $[(d - w)/L_D]/\text{sh}[(d - w)/L_D]$. Здесь d , w и L_D — толщина пленки, область объемного заряда коллекторного перехода и длина диффузионного смещения электронов соответственно.

При рассмотрении первично созданного заряда будем учитывать только носители, поступившие в коллектор. При этом допустим, что создаваемый α -частицей в области w неравновесный заряд электронов переносится путем дрейфа в коллектор полностью. Для описания вклада диффузии электронов к границе области электрического поля w можно записать: $(d - w) \exp(-(d - w)/L_D)$. Тогда для сигнала в единицах энергии получаем

$$E = 0.2[w + (d - w) \exp(-(d - w)/L_D)] / [1 - ((d - w)/L_D)/\text{sh}((d - w)/L_D)], \quad (1)$$

где коэффициент 0.2 кэВ/мкм описывает удельные потери энергии α -частицы на ионизацию в начале торможения в SiC.

Формула (1) представляет поведение сигнала в функции ширины области w и удобна для аппроксимации

экспериментальных данных, используя в качестве параметров величины d и L_D . Поскольку непосредственно на опыте снимались зависимость $E(U)$, значения U были пересчитаны в величины w . Здесь использовалась известная нам концентрация примесей $2.8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и резкий характер перехода у барьера Шоттки. На рис. 5 приведен результат подгонки полученных данных к зависимости (1) для двух образцов. Обращают внимание значительные длины диффузии электронов ($L_D = 8.85$ и 5.85 мкм) и практически совпадающие с реальными значениями толщины пленок.

Точность подгонки характеризуют значения $d = 8.53 \pm 0.09$ мкм и $1/L_D = 0.171 \pm 0.005$ 1/мкм, полученные для образца 2.

Для контроля значений L_D были использованы также результаты метода EBIC (“Electron Beam Induced Current”). Они показали значения от 2.6 до 4.1 мкм, что удовлетворительно совпадает с выше приведенными данными, поскольку в методе EBIC перенос носителей осуществляется вдоль поверхности.

Заключение

Показано, что в детекторах короткопробежных частиц на базе “чистых” пленок SiC можно реализовать внутреннее усиление сигнала порядка сотни раз. Это достигается в сравнительно простых в изготовлении структурах с барьером Шоттки при использовании последнего в качестве коллектора. Количественно результаты описываются согласно модели фототриода.

Подобные структуры с учетом высокой радиационной [7] и химической стойкости SiC, по нашему мнению, должны представлять интерес в практическом плане. Например, для регистрации нейтронов по их реакциям с легкими элементами, сопровождающимися вылетом α -частиц, типа $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$.

В плане материаловедения эксперименты с детектированием частиц позволили выявить в исследованных пленках высокие для SiC значения длины диффузионного смещения электронов. Установлено также, что неоднородность параметров диффузионно-дрейфового переноса носителей в пленках не превышает 10%.

Авторы выражают благодарность В. Соловьеву за EBIC-измерения.

Работа частично поддержана грантом Шведской академии наук.

Список литературы

- [1] А.А. Лебедев, Н.С. Савкина, А.М. Иванов, Н.Б. Строкан, Д.В. Давыдов. ФТП, **34**, 249 (2000).
- [2] F. Nava, P. Vanni, G. Verzellesi, A. Castaldini, A. Cavallini, L. Polenta, R. Nipoti, C. Donolato. Mater. Sci. Forum, **353-356**, 757 (2001).

- [3] G. Violina, P. Shkreby, E. Kalinina, G. Kholujanov, V. Kossov, R. Yafaev, A. Hallen, A. Konstantinov. *Abstracts III Int. Seminar on Silicon Carbide and Related Materials*, May 24–26 (Novgorod, Russia, 2000) p. 125.
- [4] N.S. Savkina, A.A. Lebedev, D.V. Davydov, A.M. Strel'chuk, A.S. Tregubova, M.A. Yagovkina. *Mater. Sci. Eng.* **B61-62**, 165 (1999).
- [5] С.М. Рыбкин. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках* (М., Физматгиз. 1963).
- [6] А.А. Гринберг. *ФТТ*, **1**, 31 (1959).
- [7] А.А. Lebedev, N.B. Strokan, A.M. Ivanov, D.V. Davydov, V.V. Kozlovskii. *Mater. Sci. Forum*, **353-356**, 763 (2001).

Редактор Л.В. Беляков

Application SiC triode structure as detectors of nuclear particles

N.B. Strokan, A.M. Ivanov, D.V. Davydov,
N.S. Savkina, E.V. Bogdanova, A.A. Lebedev

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

Abstract It has been shown that the signal in SiC-based detectors of short-range ions can rise one hundred-fold due to inner amplification. The detector was fabricated by growing p -type epilayers on n^+ -type 6H-SiC substrate, the film doping level being $2.8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ and thickness $\approx 10 \mu\text{m}$. Ni-Schottky diodes were formed on the film surface by magnetron sputtering. The final detector had $n-p-n^+$ -like structure. Detector parameters were investigated in regime of "a floating base". Were used α -particles of ^{244}Cm with the energy of 5.8 MeV and the increase in signal (E) with applied voltage (U) was measured. Irradiated structures were similar to a phototriode. A superlinear growth of E was found alongside with a considerable (dozens times) amplification of the non-equilibrium charge that had been introduced by an α -particle.