

Предельное разрешение по энергии карбид-кремниевых детекторов при спектрометрии ионов

© Н.Б. Строкан, А.М. Иванов[†], А.А. Лебедев, М. Syväjärvi*, R. Yakimova*

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

* Университет Линчёпинга,
58133 Линчёпинг, Швеция

(Получена 12 апреля 2005 г. Принята к печати 25 апреля 2005 г.)

Проведено моделирование полного торможения α -частицы в SiC методом Монте-Карло и получена гистограмма затрат энергии в актах ядерного рассеяния. Спектр имеет характерную асимметричную форму и ширину линии на половине высоты $\text{FWHM}_{\text{nuc1}} \approx 4.62$ кэВ. Конечная форма спектральной линии получена сверткой с гауссианом, описывающим вклад флуктуаций ионизации и шумов (детектора и аппаратуры). Результирующая величина FWHM линии составила 8.75 кэВ (при дисперсии шума 1.7 кэВ). Достигнутое на практике разрешение детекторов оказывается в 2 раза худшим расчетной величины. Установлено, что потери заряда при переносе в объеме детектора незначительны и расхождение следует отнести к неоптимальной конструкции „входного окна“.

1. Введение

В последние годы достигнут существенный прогресс в получении газотранспортными методами монокристаллических „чистых“ пленок карбида кремния [1,2]. Пленки имеют концентрацию некомпенсированных донорных примесей на уровне $10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при толщине 30–50 мкм. Такие параметры позволяют успешно использовать слои в качестве детекторов ядерных излучений. Детекторы на основе SiC весьма перспективны в свете значительной величины запрещенной зоны материала, высокой электрической и механической прочности, химической стойкости, а также большой величины энергии порога образования дефектов структуры. Последнее служит предпосылкой радиационной стойкости.

Успешное конструирование детекторов началось в конце 90-х годов. Характеристики пленок в то время не позволяли развить достаточную протяженность области обеднения детектора. Перенос созданных излучением неравновесных носителей происходил в диффузионно-дрейфовом режиме и сопровождался существенным захватом [3]. Как положительный момент отметим, что условия захвата диффундирующих носителей, согласно [4], были близкими для всей площади детектора. В работе исследовались детекторы с транзисторной структурой, выполненные на пленках p -типа 6H-SiC с толщиной 10 мкм. Амплитуда сигнала детектора такого типа пропорциональна квадрату диффузионно-дрейфовой длины электронов и достаточно высокое разрешение по энергии ($\sim 10\%$) указывало на высокую однородность величины этого параметра по объему детектора. Показательно, что значение разрешения устанавливалось, начиная с напряжения, при котором область обеднения была ~ 3 мкм и в переносе носителей заведомо доминировала диффузия.

Подобное заключение следовало и для „толстых“ (30 мкм) пленок с разностной концентрацией примесей менее $4.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [5]. Детекторы со стандартной диодной структурой позволяли разрешать все 4 линии α -распада препарата ^{226}Ra , несмотря на существенные потери носителей в ходе диффузионного переноса. Указанные выше результаты служили предпосылкой получения высокого разрешения при условии исключения „медленной“ диффузии и реализации „быстрого“ дрейфа носителей заряда.

Высокое разрешение по энергии детекторов, выполненных на SiC-пленках нового поколения, продемонстрировано в недавних работах. Так, для короткопробежных ядерных частиц (на примере α -частиц с энергией ~ 5.5 МэВ) достигнут уровень 0.5% [6] и $\lesssim 0.35\%$ [7]. Для рентгеновского излучения в области ≤ 60 кэВ получены значения ~ 300 эВ, что соответствует 0.5% для верхней границы диапазона [8]. Указанные результаты всего в 2 раза уступают наиболее отработанным технологически кремниевым детекторам, у которых разрешение по энергии практически соответствует теоретическому пределу.

В данной работе рассматриваются два смежных вопроса. Проводится оценка предельно достижимого разрешения детекторов, использующих в качестве „детектирующей среды“ карбид кремния. Далее, для детекторов, выполненных на современных пленках SiC, анализируются возможные причины ограничения разрешения ниже теоретически допустимых значений.

2. Фундаментальные факторы, ограничивающие разрешение по энергии

В основу полупроводниковой спектрометрии положен так называемый „ионизационный“ принцип регистрации излучений. Мерой энергии ядерной частицы (кванта)

[†] E-mail: alexandrivanov@mail.ioffe.ru
Fax: +7(812)2471017

служит заряд, генерируемый при торможении (поглощении) в „рабочей среде“. Преобразованию энергии в эквивалентный заряд в общем случае сопутствуют флуктуации фундаментального характера двойкой природы. Во-первых, проявляется неоднозначность затрат энергии частицы в актах упругого рассеяния на атомах „рабочей среды“ (в нашем случае на атомах Si и C). Эта энергия с позиций генерации пар электрон–дырка расходуется непроизводительно. Во-вторых, флуктуирует выход неравновесного заряда непосредственно в каскадах ударной ионизации. Вклад в размытие спектральной линии вносят также неизбежные на практике шумы детектора и регистрирующей электроники. Заметим, что при спектрометрии квантов рентгеновского и γ -излучений фактор ядерного рассеяния отсутствует.

Более детальное описание торможения, для определенности — α -частицы в SiC, приводит к следующей картине. Преобразование энергии частицы в заряд электронно-дырочных пар является результатом сложной ветвящейся цепи событий. В соответствии со сказанным выше происходят первичные столкновения как с атомными электронами (ионизация), так и с ядрами кремния и углерода (рассеяние). Созданные при ионизации δ -электроны в свою очередь порождают каскады актов ударной ионизации. Первично выбитые атомы (ПВА) образуют вторичные атомы отдачи (АО), которые рожают третичные и т.д. Одновременно ПВА и АО также принимают участие в ионизации, следовательно, часть энергии, расходуемой при ядерном рассеянии частицы, идет на увеличение доли ионизации. Аналитическое описание статистики возникающего заряда на основе общей картины весьма затруднительно. Поэтому затраты энергии частицы в актах ядерного рассеяния и ионизации рассматриваются раздельно и в рамках определенных приближений.

2.1. Ядерное рассеяние

Рассмотрим проявление ядерного рассеяния на примере спектрометрии α -частиц с энергией 5.4 МэВ. Эта величина близка к энергии распада ряда изотопов, в частности, урана, плутония и америция. В случае кремниевых детекторов именно потери энергии в актах упругого рассеяния на атомах Si вносят основной вклад в ширину и форму спектральной линии [9].

Проведенный в основополагающей работе [10] анализ показал, что монохроматическая линия с учетом ядерного рассеяния претерпевает следующие изменения. Во-первых, ее положение сдвигается на шкале энергий в сторону меньших значений на величину средних потерь при рассеянии (~ 10 кэВ). Во-вторых, монолиния приобретает асимметричную форму и условно представляется как гауссов пик с уходящим в сторону малых энергий протяженным „хвостом“ (*tail*). Дисперсия пика равна

$$\sigma_{\text{nucl}} = 0.2A^{4/3}Z^{1/2}, \quad (1)$$

где A и Z — атомная масса и заряд частицы. Для α -частиц величина результирующей ширины линии на

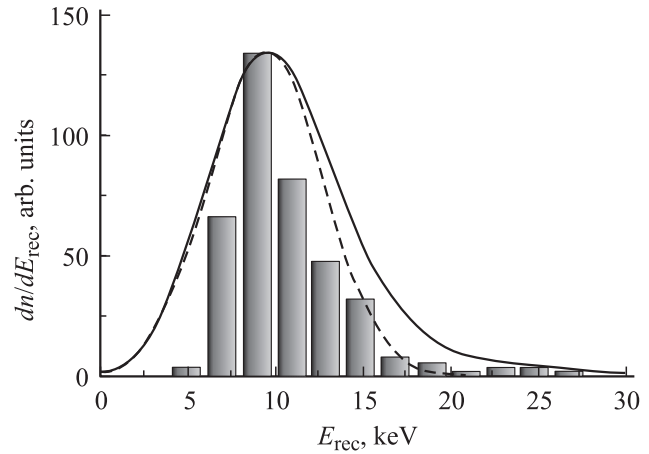


Рис. 1. Распределение энергии, переданной первичным атомам отдачи при торможении α -частицами с энергией 5.4 МэВ (гистограмма), и его свертка с функцией Гаусса (сплошная кривая), дисперсия которой включает флуктуации выхода ионизации и шума (5). Штриховая линия — гауссиан, имеющий общий левый край с результатом свертки. Ширина линии на половине высоты составляет 8.75 и 7.60 кэВ для спектра свертки и гауссиана соответственно.

половине ее высоты (FWHM) составляет

$$\text{FWHM}_{\text{nucl}} = 2.35\sigma_{\text{nucl}} = 4.22 \text{ кэВ.}$$

Аналитического описания формы хвоста распределения в литературе не имеется.

Показательно, что дисперсия определяется только свойствами рассеиваемой частицы. Однако непосредственное использование данных, полученных ранее по рассеянию α -частиц в кремниевых детекторах [9], для бинарного SiC представляется некорректным. Действительно, согласно формуле (1), наличие атомов углерода приводит к спектру потерь энергии с аналогичной случаю кремния дисперсией. Однако различие масс атомов углерода и кремния, а также сечений рассеяния должно привести к различию в положении спектров по оси энергии. Далее проводится моделирование полного торможения α -частицы в SiC методом Монте-Карло (программа TRIM [11]).

Для упрощения ограничимся только учетом энергии, получаемой атомами в первичных столкновениях. Основанием для подобного допущения служит работа [12], в которой учитывались столкновения 2-го порядка и производимая при этом ионизация. Однако расхождение результата с величиной $\text{FWHM}_{\text{nucl}} = 4.22$ кэВ не произошло. Далее при расчете примем заведомо заниженную величину 5 эВ для порога смещения атомов Si и C. Последнее позволит учесть акты с передачей малых порций энергии. Полученная гистограмма представлена на рис. 1.

Поясним качественно, каким образом формируется гистограмма рис. 1. При торможении α -частицы основные потери энергии происходят в многочисленных актах возбуждения электронных оболочек. Число актов

упругого рассеяния составляет величину порядка 100. Дифференциальное сечение акта рассеяния с передачей атому энергии в интервале от T до $T + dT$ описывается известным законом

$$d\Omega/dT = (E_\alpha T^2)^{-1}, \quad (2)$$

где E_α — энергия α -частицы. Диапазон энергий T достаточно широк, поскольку максимальное значение энергии при лобовом ударе составляет $T_{\max} = 0.44E_\alpha$ и $0.75E_\alpha$ для рассеяния на атомах Si и C соответственно. Таким образом, в начале торможения частицы атомы кремния могут получать энергию ~ 2.4 МэВ, а атомы углерода — до величины ~ 4.0 МэВ. Однако из формулы (2) следует, что наиболее вероятны акты с передачей малых порций энергии и они происходят в конце пробега α -частицы, когда основная часть энергии уже потеряна в неупругих соударениях.

На рис. 2 показан усредненный по тысяче частиц ход переданной атомам Si и C суммарной энергии E_{rec} в зависимости от длины пробега d . Расчет выполнен для конечного участка торможения, когда энергия частицы упала до $E_\alpha = 2.0$ МэВ и пробег составил $d = 5.0$ мкм. Показательно, что результирующая величина $E_{\text{rec}} = 9.2$ кэВ близка к значению наиболее вероятной E_{rec} на гистограмме рис. 1 (полученной для нашего случая $E_\alpha = 5.4$ МэВ). Видно также, что резкий рост E_{rec} наблюдается с $d \approx 4.0$ мкм, когда энергия α -частицы оказывается менее 300 кэВ. Последнее обстоятельство существенно сужает диапазон значений передаваемой в индивидуальных актах энергии T . Однако малая статистика актов передачи приводит к заметному различию не только видов спектров переданной энергии $dn/dT = f(T)$ для индивидуальных частиц (рис. 3), но и суммарной энергии спектра. Последние величины и образуют гистограмму рис. 1.

В области малых отклонений от наиболее вероятного значения гистограмма на рис. 1 близка к симметрич-

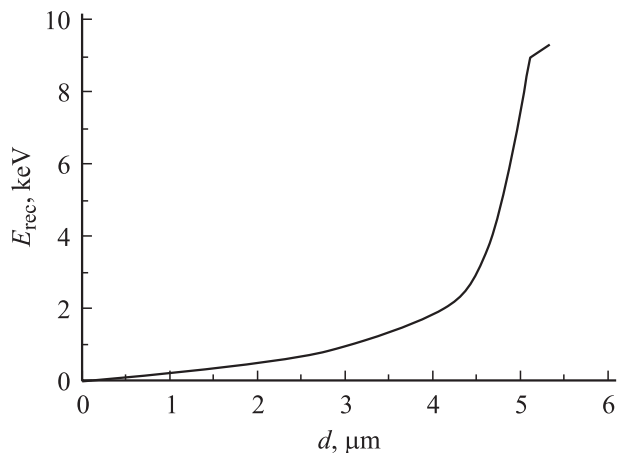


Рис. 2. Зависимость суммарной энергии E_{rec} , передаваемой α -частицей атомам Si и C, от длины пробега частицы. Расчет выполнен для конечного этапа торможения ($E_\alpha = 2.0$ МэВ). Основная доля энергии передается в конце пробега, когда энергия частицы падает до сотен кэВ.

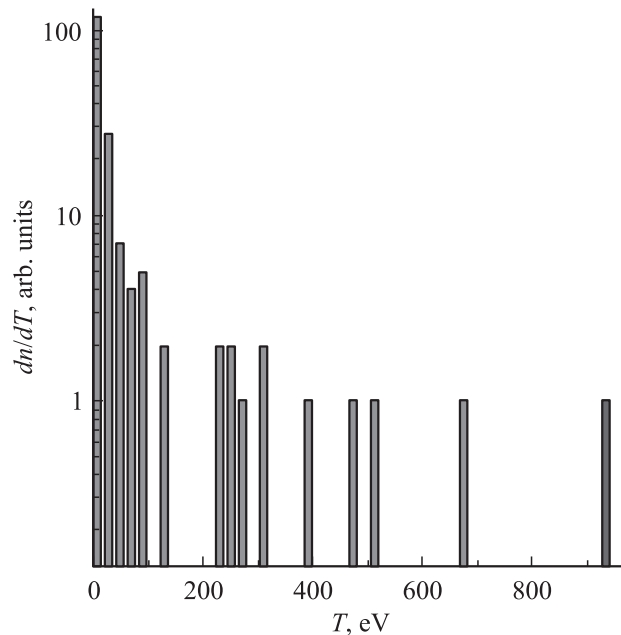


Рис. 3. Спектр энергии T , переданной атомам Si и C для произвольно выбранной α -частицы с энергией 5.4 МэВ.

ной. Эта область, как следует из анализа спектров $dn/dT = f(T)$, формируется частицами, у которых отсутствуют акты передачи значительных энергий T .

Ответственные за правый край гистограммы большие E_{rec} связаны с появлением в цепочке столкновений событий с передачей порций энергии в единицы кэВ. Случаи с T в десятки кэВ характерны для начала и середины пробега α -частицы, но вероятность их снижается как $(E_\alpha)^{-1}$. Для случаев $E_{\text{rec}} \geq 30$ кэВ приближенно учитывалась производимая атомами отдача ионизация. Атомы Si с энергией в десятки кэВ расходуют на ионизацию $\sim 60\%$ своей энергии. Соответственно значения $E_{\text{rec}} \gtrsim 30$ кэВ умножались на множитель 0.4 и только после этого учитывались в гистограмме. Для получения результирующей формы спектральной линии (сплошная линия на рис. 1) проводилась операция свертки гистограммы со спектрами флуктуаций ионизации и шума. Чтобы подчеркнуть несимметричность спектральной линии, строился гауссиан, имеющий общий левый край с результатом свертки (штриховая линия на рис. 1).

2.2. Флуктуации выхода ионизации

Флуктуации выхода ионизации связаны с тем, что δ -электроны, рожденные непосредственно α -частицей, и порождаемые ими в дальнейшем „горячие“ носители расходуют энергию не только на ионизацию, но и на возбуждение колебаний решетки. Наличие двух каналов приводит к статическому перераспределению между ними энергии. Кроме того, энергия расходуется разными порциями (от акта к акту) внутри самих каналов.

Впервые флуктуации указанной природы были рассмотрены для газов в работе [13]. Было показано,

что дисперсия числа рожденных пар электрон–ион (N) выражается не законом Пуассона, а более сжатым распределением

$$\overline{(N - N_0)^2} = FN_0, \quad (3)$$

где N_0 — среднее число пар, $F < 1$ — фактор Фано. Такое ограничение флуктуаций есть следствие неявно присутствующего условия — частице необходимо раздать строго фиксированную энергию. Для используемых в детекторах полупроводниковых материалов значения фактора Фано составляют $F = 0.1–0.2$. Распределение числа пар электрон–дырка можно описать законом Гаусса с шириной линии

$$\text{FWHM}_{\text{ion}} = 2.35(F\varepsilon_0 E_\alpha)^{1/2}, \quad (4)$$

где ε_0 — средняя энергия образования пары электрон–дырка.

Для SiC величина F неизвестна. Принимая $F = 0.1$ и используя значение $\varepsilon_0 = 7.70$ эВ [7,8], получаем в нашем случае $\text{FWHM}_{\text{ion}} = 4.8$ кэВ. Эта величина (с учетом использования значения F на левой границе интервала) превышает флуктуации энергии при ядерном рассеянии.

Спектр шума также описывается гауссовым распределением, поэтому совместное проявление флуктуаций ионизации и шума выражается законом Гаусса с дисперсией

$$\sigma_\Sigma = (\sigma_{\text{ion}}^2 + \sigma_{\text{noise}}^2)^{1/2}. \quad (5)$$

Проведя свертку указанного спектра с данными гистограммы на рис. 1, получаем аппаратную форму линии (см. рис. 1, сплошная кривая). При расчете для шума было принято значение $\sigma_{\text{noise}} = 1.7$ кэВ. Видно, что в рамках указанных выше допущений результирующая ширина линии составляет 8.75 кэВ. Эта величина практически совпадает с расчетом теоретически возможного разрешения кремниевых детекторов.

3. Сравнение с практическими результатами

В случае кремния предельно достижимый уровень разрешения удалось реализовать на практике [9]. Следовательно, факторы полупроводниковой природы как непосредственно кремния, так и структуры детектора в целом заметной роли в ограничении разрешения не играют.

Для менее отработанных технологически SiC-детекторов разрешение на данный момент оказывается в два раза худшим расчетной величины. Наиболее вероятная причина состоит в проявлении потерь неравновесного заряда при переносе в рабочей зоне детектора, а также в неоптимизированном „входном окне“.

3.1. Потери заряда в объеме структуры детектора

Потери заряда в ходе переноса могут происходить за счет рекомбинации пар электрон–дырка либо путем

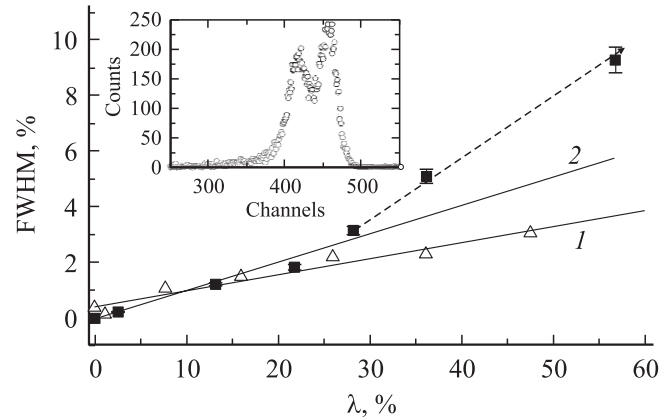


Рис. 4. Зависимости разрешающей способности детектора от величины потерь заряда. Потери создаются работой в режиме неполного переноса заряда за счет участия диффузии. Наклон зависимостей характеризует неоднородность условий переноса носителей для треков отдельных α -частиц. Кривые 1 и 2 — данные для однородного образца и образца, имеющего при малых напряжениях смещения спектр в форме дублета (см. вставку).

локализации одной из компонент на центрах захвата. Фактором, определяющим возникающий разброс амплитуд (разрешение детектора), является неизбежное для реальных монокристаллов различие в условиях переноса пакетов носителей заряда для разных треков. Подчеркнем, что существенны именно микронеоднородности, поскольку объемы дрейфующих к электродам треков незначительны. Например, для α -частиц даже при учете поперечного диффузионного растекания размер трека составит $\sim 5 \cdot 10^{-9}$ см³.

В SiC-детекторах, выполненных на пленках нового поколения, наблюдается четкое насыщение амплитуды сигнала с ростом напряжения смещения (U). Это позволяет заключить, что перенос заряда происходит в полной мере и его возможные потери лежат в пределах точности измерений. Последняя весьма высока и „неучтенные“ потери могут составить лишь десятые доли процента.

Что касается фактора неоднородности, то его значение можно оценить по зависимости разрешения детектора от величины потерь заряда $\lambda = (q_0 - q)/q_0$. Здесь q_0 и q — созданный частицей и зарегистрированный заряды. Для образования потерь λ детектор переводится путем снижения напряжения U в режим, когда область поля становится менее пробега α -частицы и в переносе заряда участвует диффузия. Согласно [14] зависимость от потерь заряда ширины спектра, отнесенной к средней амплитуде, является линейной:

$$\text{FWHM} = \kappa\lambda. \quad (6)$$

Значение коэффициента κ служит мерой неоднородности потерь. В указанной работе применительно к стандартному поверхностно-барьерному кремниевому детектору получено $\kappa = 0.36$.

На рис. 4 представлены зависимости (6) для двух SiC-детекторов. Зависимость I относится к детектору, спектр которого описывался монолинией во всем диапазоне напряжений, включая нулевое значение. Спектр второго образца представлял собой дублет до смещений ≤ 35 В (см. вставку на рис. 4). Следовательно, условия переноса заряда для различных участков площади образца были заведомо неодинаковы. Интегрально образец следует рассматривать как два включенных параллельно детектора с различающимися потерями λ . Соответственно функция $\text{FWHM} = f(\lambda)$ претерпевает излом при величинах потерь (напряжениях U), приводящих к появлению дублета.

Показательно, что полученные значения параметра $\kappa = 0.06-0.10$ заметно меньше наблюдавшихся в работе [14] для кремния. В итоге при оценке негативного вклада захвата заряда в разрешающую способность согласно (6) получаем $\text{FWHM} \approx 0.01\%$, т.е. незначительную сравнительно с рассмотренными выше фундаментальными ограничениями $\sim 0.2\%$.

3.2. Роль „входного окна“

Как показано выше, объяснить расхождение расчетных значений разрешения с данными опыта за счет захвата заряда в объеме детектора не удается. Поэтому следует отнести расхождение к неоптимальной конструкции „входного окна“ детектора. Аналогичная задача решалась при становлении спектрометрии высокого разрешения Si-детекторами [15]. Были вскрыты недостатки барьеров Шоттки и показана необходимость получения „ультрамелкого“ $p^+ - n$ -перехода путем диффузии. Используя идеологию „встроенного поля“ (см., например, [16]), удалось получить эффективную толщину „окна“ в эквиваленте кремния всего в 300 Å.

При спектрометрии α -частиц SiC-детекторами [17] использовалась структура с барьером Шоттки, созданным напылением пленки хрома толщиной 0.1 мкм. Прямые потери энергии в такой пленке составляют 34 кэВ (0.6%). Поскольку пленка относится к разряду „тонких“, флуктуации указанной величины значительны. Оценка по модели Бора (см. монографию [18]) приводит, в условиях перпендикулярного вхождения α -частицы, к величине $\text{FWHM}_{\text{win}} \geq 10$ кэВ. В методическом плане это равносильно потере источником монохроматичности. Отметим, что при измерениях разрешения в работе [17] параллельность пучка α -частиц не выдерживалась, поэтому флуктуации энергии после прохождения „окна“ были более значительными.

Другим негативным фактором при использовании барьера Шоттки являются потери заряда по каналу поверхностной рекомбинации. Здесь проявляется специфика плотных треков, образуемых α -частицами. Благодаря высокой плотности неравновесных носителей заряда треки в определенный интервал времени находятся в состоянии заэкранированной плазмы. Электроны и дырки в треке не разделяются электрическим полем, а диффундируют к

границе полупроводник-металл и рекомбинируют через поверхностные состояния. Для реальной поверхности характерна высокая локальная неоднородность значений скорости рекомбинации, поэтому следует также ожидать заметных флуктуаций потерь заряда.

Отметим, что роль границы раздела изучалась для кремниевых поверхностно-барьерных детекторов. Исследовался перенос заряда в сверхплотных треках осколков деления ядер и ускоренных тяжелых ионов [19,20]. В природе наблюдаемого дефицита заряда решающую роль авторы отвели именно состоянию поверхности детектора.

4. Заключение

Моделированием по методу Монте-Карло получен спектр переданной атомам Si и C („рабочей среды“) энергии при упругом рассеянии α -частиц. Спектр имеет характерную асимметрию за счет правой части, связанной с передачей значительных порций энергии. Характеристики спектра близки к случаю кремниевого детектора, хотя наличие атомов углерода могло внести искажения. Вследствие различия масс атомов и сечений рассеяния Si и C поглощаемая ими энергия также отлична.

Флуктуации выхода ионизации (при равенстве значений фактора Фано) в случае SiC имеют большую величину из-за большей средней энергии образования пары электрон-дырка. Общая гауссова форма спектра флуктуаций ионизации и неизбежных на практике шумов позволяет суммировать квадраты их дисперсий. Последнее смягчает больший вклад канала ионизации меньшими шумами SiC-детекторов (сугубо меньшие генерационные токи). Расчетная результирующая ширина спектральной линии в итоге составила 8.75 кэВ.

Что касается факторов полупроводниковой природы, то достигнутый уровень качества объема пленок обеспечивает собирание заряда с точностью в доли процента. К тому же перенос происходит при высокой идентичности условий по площади детектора. Данные эксперимента, уступающие в 2 раза расчетным значениям разрешения, следует связать с недостаточно отработанной технологией структуры детектора в целом. Для дальнейшего улучшения разрешающей способности в первую очередь необходимо совершенствовать технологию „входного окна“ структуры.

В целом можно заключить, что благодаря пленкам нового поколения карбид кремния полноправно вошел в группу базовых полупроводниковых материалов, пригодных для спектрометрии ядерных излучений высокого разрешения.

Работа выполнялась при частичной поддержке программой Президента РФ № НШ-2223.2003.02, а также программами исследований коллаборации RD-50 (CERN) и академии наук Швеции KVA.

Список литературы

- [1] R. Yakimova, M. Syväjärvi, R.R. Ciechonski, Q. Wahab. Mater. Sci. Forum, **457–460**, 201 (2004).
- [2] CREE Research, Inc., Durham, NC 27713, USA.
- [3] F. Nava, P. Vanni, C. Lanzieri, C. Canali. Nucl. Instrum. Meth., **A437**, 354 (1999).
- [4] 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).
- [5] N.B. Strokan, A.M. Ivanov, N.S. Savkina, A.M. Strel'chuk, A.A. Lebedev, M. Syväjärvi, R. Yakimova. J. Appl. Phys., **93**, 5714 (2003).
- [6] А.М. Иванов, Е.В. Калинина, А.О. Константинов, Г.А. Онушкин, Н.Б. Строкан, Г.Ф. Холуянов, А. Халлен. 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**, 382 (2005).
- [8] G. Bertuccio, S. Binetti, S. Caccia, R. Casiraghi, A. Castaldini, A. Cavallini, C. Lanzieri, A. LeDonne, F. Nava, S. Pizzini, L. Rigutti, G. Verzellesi, E. Vittone. Mater. Sci. Forum, **483–485**, 1015 (2005).
- [9] И.Н. Ильяшенко, Н.Б. Строкан. Письма ЖТФ, **22** (15), 1 (1996).
- [10] J. Lindhard, V. Nielsen. Phys. Lett., **2** (5), 209 (1962).
- [11] *Ion Implantation. Science and Technology*, ed. by J.F. Ziegler (Acad. Press. Inc., 1984).
- [12] E.L. Haines, A.B. Whitehead. Rev. Sci. Instrum., **37**, 190 (1966).
- [13] U. Fano. Phys. Rev., **72**, 26 (1947).
- [14] Н.Б. Строкан. Письма ЖТФ, **24**, (5), 44 (1998).
- [15] Е.М. Вербицкая, В.К. Еремин, А.М. Маляренко, Н.Б. Строкан, В.Л. Суханов, И. Борани, Б. Шмидт. ФТП, **27**, 2052 (1993).
- [16] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984) т. 1.
- [17] A. Ivanov, E. Kalinina, G. Kholuyanov, G. Onushkin, N. Strokan, A. Konstantinov, A. Hallen, A. Kuznetsov. Mater. Sci. Forum, **483–485**, 1029 (2005).
- [18] Л. Фельдман, Д. Майер. *Основы анализа поверхности и тонких пленок* (М., Мир, 1989).
- [19] В.Ф. Кушнирук. Препринт ОИЯИ 13-11889 (Дубна, 1978).
- [20] В.Ф. Кушнирук. Препринт ОИЯИ P13-11933 (Дубна, 1978).

Редактор Т.А. Полянская

The limit of the SiC detectors energy resolution at spectrometry of ions

N.B. Strokan, A.M. Ivanov, A.A. Lebedev, M. Syväjärvi*, R. Yakimova*

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia
* Linköping University,
S-581 83 Linköping, Sweden

Abstract Modelling full braking α -particles in SiC is fullfield by a Monte-Carlo method and a histogram of the energy expenses in nuclear collisions is obtained. The obtained spectrum has the characteristic asymmetric form and a line width on half of maximum $\text{FWHM}_{\text{nucl}} = 4.62 \text{ keV}$. The final form of a spectral line is received by convolution with Gaussian, describing the contribution of ionization fluctuations and noise (the detector and the equipment). The resulting value of a line FWHM has made 8.75 keV (at a noise dispersion 1.7 keV). The detectors resolution reached in practice appears twice the worst of calculated value. It is established, that a charge losses at transport through volume of the detector are insignificant also a resolution divergence it is necessary to carry to not optimum design of „an entrance window“.