

К ВОПРОСУ О ФОРМЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ Si-ДЕТЕКТОРОВ ИОНОВ

© *И.Н.Ильяшенко, Н.Б.Строкан*

Как характерно для класса спектрометрических приборов, форма спектральной линии (отклик на монохроматическое возбуждение) определяет разрешающую способность детекторов по энергии.

В последнее время удается воспроизводимо получать Si-детекторы ионов с разрешением, близким к теоретическому пределу. Площадь таких приборов достигает 100 мм^2 , что обеспечивает достаточную для широкого круга задач светосилу.

Предельное разрешение определяется статистикой процессов, лежащих в основе используемого "ионизационного" принципа спектрометрии. При этом мерой энергии иона служит заряд, генерируемый при торможении в Si. Преобразованию энергии в эквивалентный заряд сопутствуют флуктуации двоякой природы. Так, во-первых, варьируется энергия, расходуемая при упругом рассеянии иона на атомах Si. Во-вторых, флуктуирует выход неравновесного заряда (пар электрон-дырка) в каскадах ударной ионизации. Вклад в размытие спектральной линии вносят также неизбежные на практике шумы детектора и регистрирующей электроники.

Первые высокие значения разрешения были получены для легких ионов (α -частиц) в работах [1,2]. Анализ формы

спектра (см. [3]) показал, что основной вклад в ширину линии обусловлен актами упругого рассеяния частицы на атомах Si. Эти потери энергии с позиций образования заряда непроизводительны. Поэтому положение линии сдвигается по шкале энергий влево на величину ≈ 10 КэВ и, кроме того, характерным образом размывается. Опираясь на оценки работы [4], можно условно описать линию как сумму гауссова пика с уходящим в сторону малых амплитуд "хвостом". Дисперсия пика

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

где Z и A — заряд и атомная масса частицы. Математического описания "хвоста" в литературе не имеется.

В работе приводятся результаты по моделированию торможения α -частиц в Si методом Монте-Карло (программа TRIM, см. [5]). Получена форма спектра для суммарной энергии, переданной α -частицей атомам Si в упругих столкновениях. Влияние остальных факторов учтено проведением свертки с функцией Гаусса. Составляющими ее дисперсии взяты флуктуации ионизации и шума. Полученная форма спектра сопоставлена с экспериментом на детекторе ФТИ высокого разрешения с площадью 100 мм^2 .

1. Преобразование энергии частицы в заряд происходит в ходе сложной ветвящейся цепи событий. Она начинается первичными столкновениями частицы с атомными электронами (ионизация) и с ядрами Si (ядерное рассеяние). Созданные δ -электроны, в свою очередь, порождают каскады актов ударной ионизации. Аналогично первично выбитые атомы (ПВА) образуют вторичные атомы отдачи (АО), рождающие третичные и т. д. ПВА и АО также ионизуют, таким образом, часть энергии возвращается в канал ионизационных потерь. Столкновения обоих типов сопровождаются рождением фононов.

Описание в аналитическом виде статистики возникающего заряда на базе общей картины затруднительно (см. [6]). В литературе рассмотрен каскад ударной ионизации δ -электронами и вычислено значение фактора Фано $F < 1$, смягчающего сравнительно с законом Пуассона отклонение образованного числа пар электрон-дырка N от среднего значения N_0 :

$$\overline{(N - N_0)^2} = F \cdot N_0. \quad (2)$$

В работах [7,8] с учетом зонной структуры Si получено $F = 0.07$. Эксперименты [9-11] дают $F = 0.084-0.140$. Распределение числа пар при этом описывается законом Гаусса с дисперсией $\sigma_{\text{ион}} = (F \cdot \epsilon_0 \cdot E_\alpha)^{1/2}$. Здесь E_α — энергия

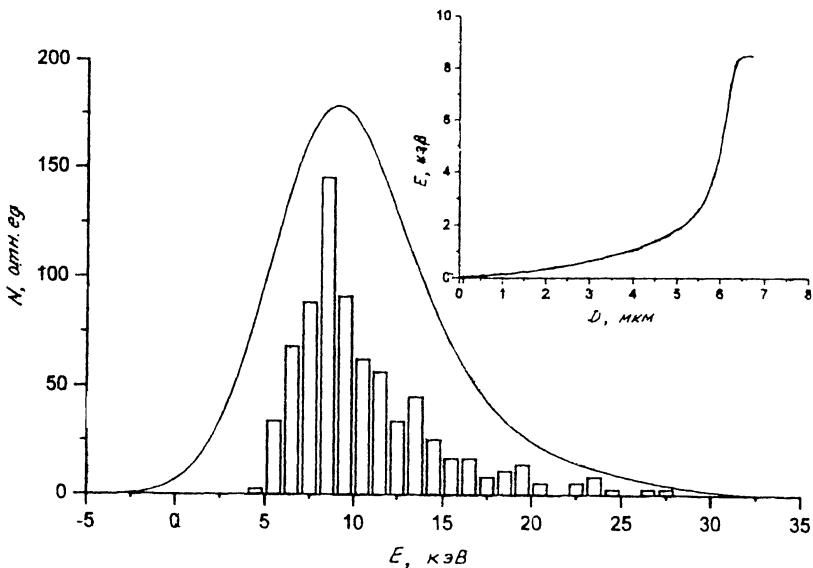


Рис. 1. Распределение энергии, передаваемой α -частицей первичным атомам отдачи (гистограмма), и его свертка с функцией Гаусса (сплошная линия). Дисперсия функции Гаусса включает флуктуации ионизации и шума. Фрагмент — передаваемая атомам Si энергия в функции координаты пробега α -частиц 1.78 мэВ.

α -частицы, $\varepsilon_0 = 3.64$ эВ — средняя энергия образования пары электрон-дырка. Для ширины линии на половине высоты ($E_\alpha = 5.5$ МэВ; для фактора Фано принято $F \simeq 0.1$) имеем $\delta_{\text{ион}} = 2.35 \cdot \sigma_{\text{ион}} = 3.3$ кэВ.

Величина $\delta_{\text{ион}}$ меньше, чем $\delta_{\text{яд}} = 2.35 \cdot \sigma_{\text{яд}} = 0.47 \cdot (2 \times 4^{8/3})^{1/2} = 4.22$ кэВ. Ширина линии при совместном влиянии $\delta_{\text{яд}}$ и $\delta_{\text{ион}}$ в первом приближении равна $\delta = (\delta_{\text{яд}}^2 + \delta_{\text{ион}}^2)^{1/2} = 5.35$ кэВ, что уже заметно больше $\delta_{\text{ион}}$. Кроме того, как отмечалось, вклад ядерного рассеяния проявляется в виде затянутого спада левого края.

2. Получим форму линии для механизма упругого ядерного рассеяния, проведя математическое моделирование полного торможения α -частицы. Для упрощения рассмотрим только энергию, получаемую ПВА. Допущение базируется на расчете работы [12], где учитывалась ионизация ПВА во вторичных столкновениях, но расхождения с оценкой $\delta_{\text{яд}} = 4.22$ кэВ не произошло. Расчет удобно провести по программе TRIM [5], занижая сознательно значение пороговой энергии смещения атома Si для учета актов передачи малых энергий. Гистограмма энергии, расходуемой

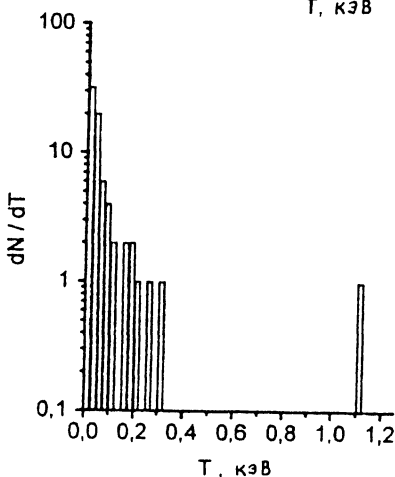
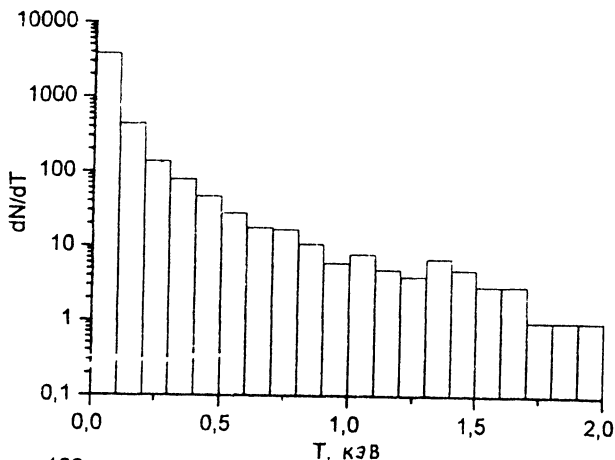


Рис. 2. Вероятность передачи атому отдачи Si величины энергии T α -частицами 100 кэВ: *а* — область начальных значений T , полученная усреднением по 75 частицам ($T_{\max} = 44$ кэВ); *б* — пример реализации возможных значений рис. 2, *а* для произвольно выбранной частицы.

α -частицей в упругих соударениях с атомами Si, приведена на рис. 1.*

Поясним качественно, как формируется спектр. Основные потери энергии частицей происходят в многочисленных актах возбуждения электронных оболочек. Число актов упругого рассеяния при полном торможении частицы

* В [10] применялась программа TRIM, однако авторы ограничились конечным видом спектра без физической интерпретации результатов.

всего лишь порядка 100. Распределение по энергии определяется законом для величины дифференциального сечения при передаче атому отдачи энергии T :

$$d\sigma/dt \simeq (E_\alpha \cdot T^2)^{-1}.$$

Диапазон энергий T с учетом начального значения $E_\alpha = 5.5$ МэВ широк и составляет до $T_{\max} = 0.44 \cdot E_\alpha = 2.42$ МэВ, но наиболее вероятны акты с малыми T . Важно, что сечение возрастает к концу пробега, когда основная часть энергии уже потеряна частицей в неупругих столкновениях. На фрагменте рис. 1 показан ход с координатой, переданной АО энергии для случая $E = 1.78$ МэВ (пробег 6.22 мк). Видно, что рост $E_{\text{гес}}$ начинается с 5.5 мк, когда $E_\alpha \lesssim 100$ кэВ. Хотя последнее существенно сужает диапазон спектра T , гистограммы $dn/dT(T)$ отдельных частиц из-за малой статистики актов существенно различаются (рис. 2, б). Это вызывает (см. гистограмму рис. 1) разброс $\simeq 35\%$ от среднего значения 9.4 кэВ для суммарной энергии (площадь индивидуальных спектров dn/dT).

В области $|E_{\text{гес}} - \bar{E}_{\text{гес}}| < \bar{E}_{\text{гес}}$ гистограмма симметрична. Эта область формируется частицами, у которых доминирует в спектрах $dn/dT(T)$ участок малых T . Показательно, что в аналитическое описание участка (см. формулу (1)) начальная энергия частицы не входит. Другими словами, предыстория торможения частицы роли не играет.

Как можно проследить, большие $E_{\text{гес}}$ (ответственные за затянутый правый край) вызваны появлением в цепочке столкновений актов с передачей "умеренных" порций в единицы кэВ. Здесь проявляется конечная вероятность таких актов, согласно рис. 2, а. Случаи с T в десятки кэВ следует отнести к началу и середине пробега частицы, но их вероятность подавляется как $(E_\alpha)^{-1}$.

3. Чтобы перейти к аппаратурной форме линии, были учтены симметризирующие факторы: флуктуации ионизации $\delta_{\text{ион}}$ и шумы $\delta_{\text{ш}}$. Для $\delta_{\text{ш}}$ взято экспериментальное значение 6.0 кэВ, что дает для результирующей ширины спектра $\delta = (\delta_{\text{ш}}^2 + \delta_{\text{ион}}^2)^{1/2} = 7$ кэВ. Далее была проведена свертка гистограммы рис. 1 с функцией Гаусса при $\delta = 7.0$ кэВ. Результирующий спектр представлен кривой 2. Здесь не учитывались вклады монохроматичности источника и входного окна детектора, роль которых в наших условиях незначительна (см. [3]). При этих условиях расчетная ширина линии составила 9.7 кэВ.

Что касается асимметрии формы линии, то рис. 1 позволяет отследить за уровнем в единицы % от максимума на

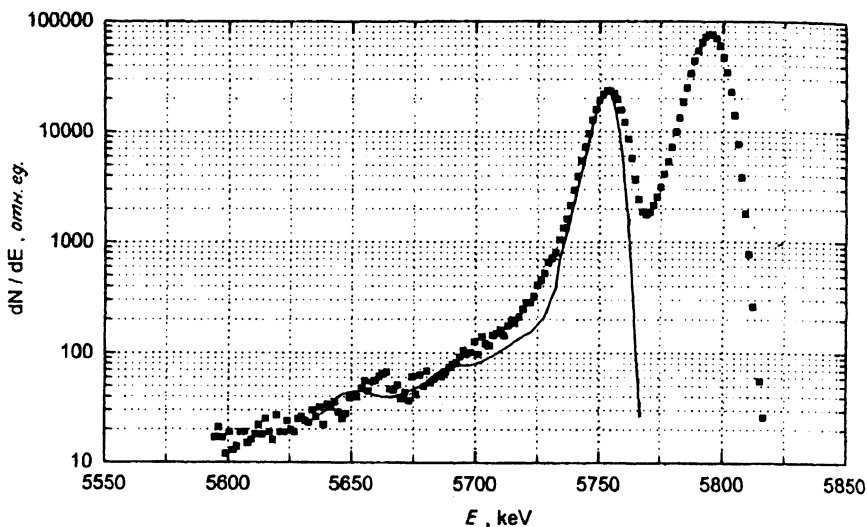


Рис. 3. Спектр α -частиц изотопа ^{244}Cm как функция измеряемой на опыте энергии ($E_\alpha - \bar{E}_{\text{rec}}$). Сплошная линия — расчет (см. рис. 1). Точки — эксперимент для детектора с разрешением 10 кэВ площадью 100 мм^2 .

отдалении от него $\approx 15\text{ кэВ}$. “Дальний” хвост линии хорошо проявляется в логарифмическом масштабе рис. 3. Здесь ось энергий соответствует значениям, измеряемым на опыте, поэтому хвост направлен влево. При построении части спектра, отстоящей от максимума более 20 кэВ , мы приближенно учли ионизацию атомами отдачи. С этой целью значения энергий E_{rec} брались с коэффициентом 0.5 .

4. Эксперимент был поставлен на Si-детекторе планарного типа с площадью 100 мм^2 . Детектор был изготовлен по разработанной во ФТИ технологии локальной диффузии. Аппаратурная ширина линии для α -частиц ^{238}Pu составляла 10.0 кэВ (вклад шума 6 кэВ). Величина разрешения незначительно превышает расчетную (9.7 кэВ), где не закладывалось влияние входного окна и ширины линии источника.

Для определения хвоста линии снимался спектр изотопа ^{244}Cm . Здесь недостаточная монохроматичность источника привела к разрешению 11.7 кэВ , что вызывало уширение линии сравнительно с расчетом. Совпадение формы левого края на значительном интервале энергии представится нам вполне удовлетворительным (рис. 3).

5. Приведенные результаты позволяют заключить, что в детекторах планарного типа уже не проявляются факторы полупроводниковой природы — захват носителей заряда,

рекомбинация во входном окне. Отмеченный прогресс прежде всего связан с высокой чистотой исходного Si. Кроме того, разработаны адаптированные к свойствам чистого Si режимы получения детекторных структур. В итоге разрешение детекторов ионов практически достигло теоретического предела и определяется фундаментальными флуктуациями энергии в каскадах упругого рассеяния на атомах Si и ударной ионизации.

Список литературы

- [1] *Amoudry F., Burger P.* Nucl. Instr. Meth. 1984. V. 223. N 2/3. P. 360-367.
- [2] *Еремин В.К., Вербицкая Е.М., Строкан Н.Б.; Сузанов В.Л., Маляренко А.М.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. В. 10. С. 1987-1989.
- [3] *Вербицкая Е.М., Еремин В.К., Маляренко А.М., Строкан Н.Б., Сузанов В.Л.* // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. В. 20. С. 1254-1258.
- [4] *Lindhard J., Nielsen V.* // Phys. Lett. 1962. V. 2. N 5. P. 209-211.
- [5] *Ion Implantation, Science and Technology* / Ed. J. F. Ziegler. Academic Press, 1988. P. 498.
- [6] *Ремизович В.С., Rogozhin Д.Б., Рязанов М.И.* // Флуктуации пробега заряженных частиц. М.: Энергоатомиздат, 1988. 240 с.
- [7] *Drummond W.E., Moll J.L.* // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. N 13. P. 5556-5562.
- [8] *Пятков Ю.В.* Разработка методов определения предельных спектротрических характеристик ППД. М.: МИФИ, 1977. 111 с.
- [9] *Eberhardt J.E.* // Nucl. Instr. Meth. 1970. V. 80. N 2. P. 291-292.
- [10] *Steinbauer E., Bauer P., Geretschlager M., Bortels G., Biersack J.P., Burger P.* // Nucl. Instr. Meth. 1994. В 85. P. 642-649.
- [11] *Hartmann R., Lechner P., Soltan H., Struder L.* Abstracts 7th European Symposium on Semiconductor Detectors, Elmau, Germany, May 1995. P. 46.
- [12] *Haines E.L., Whitehead A.B.* // Rev. Sci. Instr. 1966. V. 37. P. 190-194.

Поступило в Редакцию
23 мая 1996 г.