

06.2; 07

© 1993

ДУБЛЕТНОСТЬ СПЕКТРАЛЬНОЙ МОНОЛИНИИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРАХ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

О.И. И в а н и ц к а я, О.А. М а т в е е в,
А.А. Т о м а с о в

Форме и ширине моноэнергетических линий амплитудных спектров в полупроводниковых детекторах ядерного излучения посвящено большое число работ [1-9], рассматривающих разные типы детекторов на основе $CdTe$, HgJ_2 , Ge , Si и др. В большинстве работ экспериментальное уширение линий и тем более сильная деформация формы спектра вплоть до появления дополнительных пиков традиционно объясняется неоднородностями полупроводникового кристалла, что часто обосновано и подтверждено [5, 8].

Настоящая работа посвящена изучению формирования энергетического спектра для наиболее распространенного на практике случая неоднородного поглощения квантов вдоль направления постоянного электрического поля в детекторе при условии средней и низкой эффективности сбора электронов и дырок. В этом случае даже для совершенно однородного кристалла сочетание такого вида функций поглощения излучения и сбора заряда приводит к созданию квазиоднородных с точки зрения формирования спектра областей детектора, например: области высокого поглощения квантов соответствует низкий сбор заряда, а области максимального сбора заряда — существенно меньшая плотность поглощения квантов. Это создает условия негауссового распределения амплитуд импульсов. При определенных параметрах этих функций, как показано ниже, происходит появление двух пиков одной моноэнергетической линии.

Для выяснения вида спектральной линии было использовано хорошо известное выражение [1] для численного расчета энергетического спектра, которое в случае плоской геометрии имеет вид

$$\frac{dN(E)}{dE} = \int_0^d \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_{\Sigma}(x)} \cdot \frac{k e^{-kx}}{1 - e^{-kd}} \cdot \exp\left(\frac{-[E - E_{\gamma} \cdot \eta(x)]^2}{2\sigma_{\Sigma}^2(x)}\right) dx, \quad (1)$$

где d — расстояние между электродами, k — коэффициент поглощения излучения, E_{γ} — энергия падающего излучения, $\eta(x)$ — эффективность сбора заряда [1, 2, 5], $\sigma_{\Sigma}(x)$ — среднеквадратичное отклонение собранного заряда [1, 5, 10].

На рис. 1 приведены расчетные спектры согласно выражению (1) для монолинии изотопа Am^{241} ($E_{\gamma} = 59.57$ кэВ, $k = 40$ см⁻¹, шумы

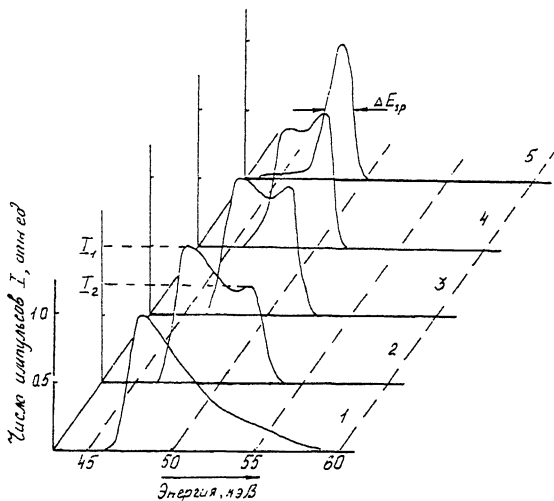


Рис. 1. Вид амплитудного спектра в зависимости от отношения длин пробега электронов и дырок λ_e/λ_h для монолинии изотопа Am^{241} при $\lambda_e/d = 2$, $kd = 6$, $E_\gamma = 60$ кэВ, $\Delta E_{e\gamma} = 1$ кэВ; λ_e/λ_h : 1 - 0.1, 2 - 1.2, 3 - 1.6, 4 - 2.2, 5 - 5.0; ΔE_{sp} - энергетическое разрешение детектора, I_1, I_2 - значение максимумов амплитудного спектра.

электроники $\Delta E_{e\gamma} = 1.0$ кэВ) для $CaTe$ детектора при различных величинах пробега электронов и дырок λ_e/λ_h . При этом использовано значение $\lambda_e/d = 2$, соответствующее $\gamma(x) \approx 80\%$, и величина $kd = 6$.

Из рис. 1 видно, что утвердившееся стремление увеличить и приблизить друг к другу значения λ_h и λ_e с целью улучшения энергетического разрешения [3, 4, 6, 7-9] не всегда оправдано и может привести к обратному, то есть к увеличению ΔE_{sp} - ширины линии, а иногда и к раздвоению монолинии.

Очевидно, что скорость счета I в амплитудном спектре в интервале энергий ΔE при энергии E в первом приближении пропорциональна произведению величины плотности поглощения квантов e^{-kx} на длину участка Δx , эффективность сбора заряда $E_\gamma \cdot \gamma(x)$ с которого соответствует диапазону энергий $E - \Delta E/2 - E + \Delta E/2$ и равна

$$I \sim e^{-kx} \cdot \Delta x. \quad (2)$$

Из анализа вида функций e^{-kx} , $\gamma(x)$, $\gamma'(x)$ следует, что ответственными за максимумы в амплитудном спектре могут являться точки вблизи $x = 0$ (точка наибольшей плотности генерации) и

$x = x_m$ (x_m — координата максимума $\eta(x)$, соответствующая максимальной протяженности Δx), которые соответствуют энергиям $E(0) = E_{\gamma} \cdot \eta(0)$ и $E(x_m) = E_{\gamma} \cdot \eta(x_m)$.

Разложив в ряд Тейлора функцию $\eta(x)$ и используя первые ненулевые члены, найдем соответствие между Δx и ΔE в точках $x = x_m$ и $x = 0$. Подставив $x_0, x_m, \Delta x_0, \Delta x_m$ в выражение (2), получим отношение скоростей счета $I(x_m)/I(x_0)$ при энергиях $E(x_m)$ и $E(x_0)$:

$$\frac{I(x_m)}{I(x_0)} = 2\sqrt{2} \exp \left[\frac{-kd}{\lambda_e/\lambda_h + 1} + \frac{kd \Delta E_{\Sigma}}{2E_{\gamma}(1 - e^{-d/\lambda_e})} + \frac{d}{2\lambda_e(1 + \frac{\lambda_h}{\lambda_e})} \right] \cdot \sqrt{\frac{E_{\gamma} \lambda_e (1 - e^{-d/\lambda_e})^2}{\Delta E_{\Sigma} d (\frac{\lambda_e}{\lambda_h} + 1)}}, \quad (3)$$

где ΔE было выбрано равным $\Delta E_{\Sigma} = 2.35 \sigma_{\Sigma}(x)$.

Из условий вывода выражения (3) ясно, что энергетические спектры с двумя максимумами могут появляться при значениях $I(x_m)/I(x_0) \sim 1$.

На рис. 2 представлены зависимости энергетического разрешения ΔE_{Sp} согласно выражению (1) при λ_e/d 0.25; 0.5; 1.0; 2.0; 4.0 (кривые 1–5 — сплошные линии), $I(x_m)/I(x_0)$ при λ_e/d 0.5, 1.0, 2.0 (кривые 2', 3', 4' — пунктирные линии) и отношение максимумов в расчетных спектрах I_2/I_1 для λ_e/d 3.0 (крестики) от параметра λ_e/λ_h при $kd = 6$.

На рис. 2 видно хорошее совпадение значений $I(x_m)/I(x_0)$ (особенно вблизи 1), пропорциональных отношению площадей под максимумами, (рис. 2, кривая 4') и значений отношений амплитуд максимумов I_2/I_1 (рис. 2, крестики), что подтверждает корректность приближений, сделанных при выводе выражения (3). Так, для спектров, изображенных на рис. 1, значения $I(x_m)/I(x_0)$ и I_2/I_1 составляют 0.65 и 0.72, 0.93 и 0.93, 1.13 и 1.32 соответственно для λ_e/λ_h 1.2, 1.6, 2.2. На рис. 2 видна также хорошая корреляция между значениями λ_e/λ_h в области $I(x_m)/I(x_0) \sim 1$ и максимальных значений ΔE_{Sp} при различных λ_e/d .

Для нахождения параметров детекторов, приводящих к существенному ухудшению энергетического разрешения, необходимо, используя рис. 2 и приближенное выражение (3), найти значения kd и λ_e/λ_h , где $I(x_m)/I(x_0) \sim 0.5-2$. Например, для $E_{\gamma} = 60$ кэВ при $kd = 6$ опасной является область значений $\lambda_e/\lambda_h \sim 0.5-5$ при $\eta(0) \lesssim 90\%$.

Таким образом, установлены конкретные причины сильной деформации энергетического спектра вплоть до появления двух максимумов. Эти процессы обусловлены неоднородным поглощением излучения в детекторе и никак не связаны с наличием микро- и макронеоднородностей в кристалле.

Интересным и практически полезным выводом является то, что вопреки частым рекомендациям энергетическое разрешение может

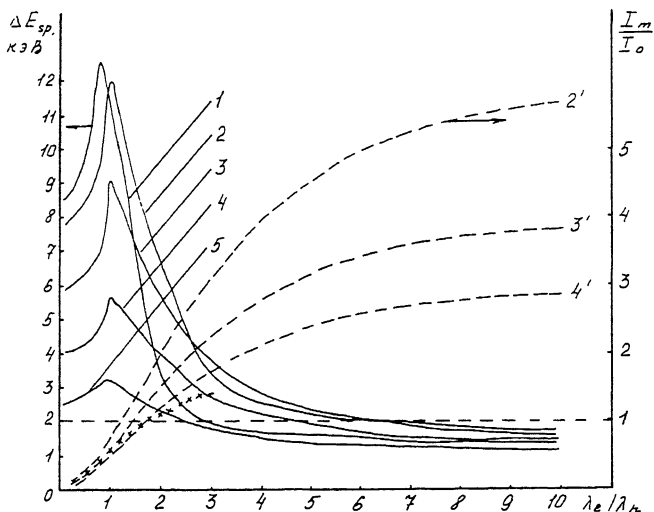


Рис. 2. Зависимость энергетического разрешения ΔE_{sp} от параметра λ_e/λ_h для $kd = 6$, $E_x = 60$ кэВ, $\Delta E_{el} = 1$ кэВ; λ_e/d : 1 - 0.25; 2 - 0.5, 3 - 1.0, 4 - 2.0, 5 - 4.0; (---) - зависимость $I(x_m)/I(x_0)$ от λ_e/λ_h для соответствующих сплошных кривых; (x x x) - проверочные точки, для кривой 4', полученные из отношения максимумов I_2/I_1 расчетных спектров.

ухудшаться при приближении λ_h к λ_e , особенно при $\varphi(0) \approx 25-90\%$. Так, при $kd = 6$ и $\lambda_e/d = 2$ $\Delta E_{sp} = 5.5$ и 1.5 кэВ для $\lambda_e/\lambda_h = 1$ и 10 соответственно (рис. 2).

Результаты работы позволяют объяснить причины появления ранее непонятных сложных энергетических спектров и дают конкретные рекомендации по оптимизации параметров детекторов, изготавливаемых из различных материалов, с целью достижения высокого амплитудного разрешения в необходимом диапазоне энергии квантов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] T r a m m e l R., W a l t e r J.F. // Nucl. Instr. Meth. 1969. V. 76. P. 317-321.
- [2] B e l l R.O. // Nucl. Inst. Meth. // 1971. V. 93. P. 341-348.
- [3] S h o j i T., T a g u c h i T., H i r a t a t e Y., I n u i s h i Y. // IEEE Trans. 1979. NS-26. N 1. P. 316-320.
- [4] F r e d e r i c k E., C l a p p A., E n t i n e G., H a r l e t t T., L u n d J.S., S i n e l a i r F., S q u i l a n t e M.R. // IEEE Trans. 1987. NS-34. N 1. P. 354-358.

- [5] I w a n c z y k J.S., S c h n e p p l e W.F.,
M a s t e r s o n M.J. // Nucl. Inst. Meth. 1992.
A. 322. P. 421-426.
- [6] B e n c i v e l l i W., B e r t o l u c c i E.,
B o t t i g l i V., D e l G u e r r a A., M e s -
s i n e o A., N e l s o n W.R., R a n d a c -
c i o P., R o s s o V., R u s s o P., S f e -
f a n i n i A. // Nucl. Inst. Meth. 1991. A. 310.
N 12. P. 210-214.
- [7] R i c h t e r M., S i f f e r t P. // Nucl. Inst.
Meth. 1992. A. 332. P. 529-537.
- [8] R a n d t k e P.T., O r t a l e C. // IEEE Trans.
1977. NS-24. N 1. P. 129-134.
- [9] N a v a F., C a n a l i C., A r t u s o M.,
G a t t i E., M a n f r e d i F., K o z l o v S.F. //
IEEE. Trans. 1979. NS-26. N. 1. P. 309-315.
- [10] М а т в е е в О.А., Т о м а с о в А.А. // Дефектоскопия.
1986. В. 8. С. 36-42.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
РАН, С.-Петербург

Поступило в Редакцию
26 марта 1993 г.