

УДК 539.1.074

К расчету эффективности регистрации гамма-излучения германиевым полупроводниковым детектором

КАЛУГИН В. А., СЕДЕЛЬНИКОВ В. И., ТУЧКИНА О. Н.

При решении задач, связанных с применением спектрометров на полупроводниковых детекторах (ППД), необходима программа, позволяющая пересчитывать физический спектр, приходящий в детектор излучения, в аппаратурный. При разработке такой программы существенным является выбор физической модели взаимодействия γ -излучения с веществом детектора, в частности учет перемещения в детекторе вторичных электронов, позитронов и тормозного γ -излучения. Некоторые авторы [1—5] касаются этого вопроса, но лишь в части уточнения расчета эффективности ППД по пикам полного поглощения и пикам двойного вылета. Цель настоящей работы — оценка влияния указанных процессов на характеристики регистрации γ -излучения Ge(Li)-детекторами, в частности на форму спектра энергетических потерь.

Описание модели. Расчет проводится по методу Монте-Карло. Были разработаны три варианта программы на языке ФОРТРАН для ЭВМ М-222 с учетом поглощения энергии вторичных электронов и позитронов.

1. Энергия вторичных электронов, позитронов и γ -квантов тормозного излучения считалась поглощенной в точке возникновения этих частиц.
2. Перемещение электронов и позитронов учитывалось в приближении прямолинейного движения и непрерывных потерь энергии [6]. Возникновением тормозного излучения пренебрегалось.
3. То же, что и в варианте 2, но с учетом тормозного излучения.

Поскольку фотопоглощение в германии начинает играть заметную роль при энергии γ -квантов меньше 0,5 МэВ [7], а пробег электрона такой энергией в германии практически не превышает 0,6 мм, для упрощения расчета перемещение фотоэлектронов не рассматривалось. Энергия и направление движения γ -кванта в случае комптоновского рассеяния определялись в соответствии с алгоритмом [8]. При розыгрыше эффекта образования пар пренебрегали различиями в торможении электрона и позитрона, а также аннигиляцией последнего в движении. Энергии и направление движения пары частиц определялись с помощью выражений [4]

$$\begin{aligned} E_+ &= (E_\gamma - 1,022) \beta; \\ E_- &= E_\gamma - 1,022 - E_+; \\ \theta_{+-} &= \frac{0,511}{(0,511 + E_{+-})}, \end{aligned} \quad (1)$$

где плюс и минус обозначают величины, относящиеся соответственно к позитрону и электрону; β — равномерно распределенное в интервале (0, 1) случайное число; θ — угол между направлениями исходного γ -кванта и вторичной частицы, рад; E — энергия, МэВ.

Оценка вклада тормозного излучения проводилась на основе данных, опубликованных в работе [4]. Число испускаемых γ -квантов определялось пропорционально начальной кинетической энергии электрона. Предполагалось, что вероятность излучения тормозного кванта,

отнесенная к единице энергии электрона, постоянна во всем интервале энергии последнего. Значение излученной энергии разыгрывалось из соответствующего распределения, а угол вылета определялся из выражения, описанного в работе [1], аналогичного (1). История всех γ -квантов прослеживалась до энергии 0,01 МэВ, после чего квант считался поглощенным в точке. В качестве сечений взаимодействия использовались данные работы [7]. Спектр энергетических потерь преобразовывался в амплитудное распределение импульсов в приближении описания аппаратурной линии гауссидой. Геометрический блок программы позволял рассматривать планарные и коаксиальные детекторы с нечувствительной областью произвольного диаметра и высоты.

Результаты и выводы. В процессе проверки правильности работы программы проводилось сопоставление с данными других авторов, некоторые результаты которых приведены на рис. 1—3. Во всех расчетах, как и в работах, предлагаемых для сопоставления, источник располагается в точке, лежащей на продолжении оси детектора. Расстояние до его поверхности указывается в каждом конкретном случае.

Из рис. 1 видно, что полученные результаты довольно хорошо согласуются с расчетными и экспериментальными данными других авторов по эффективности регистрации в пике полного поглощения для Ge(Li)-

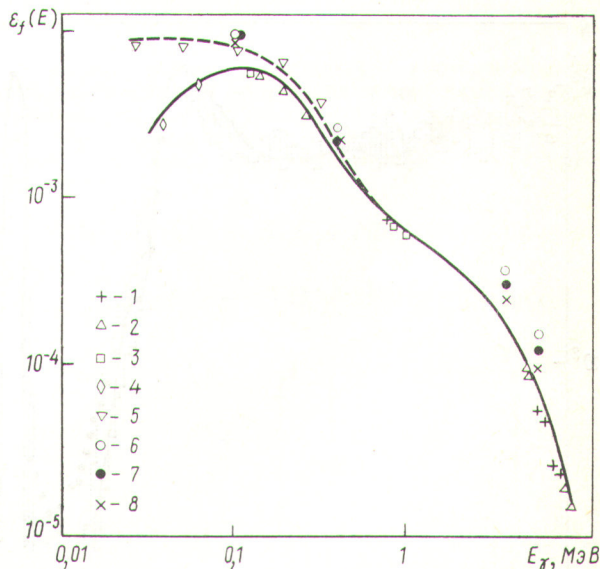
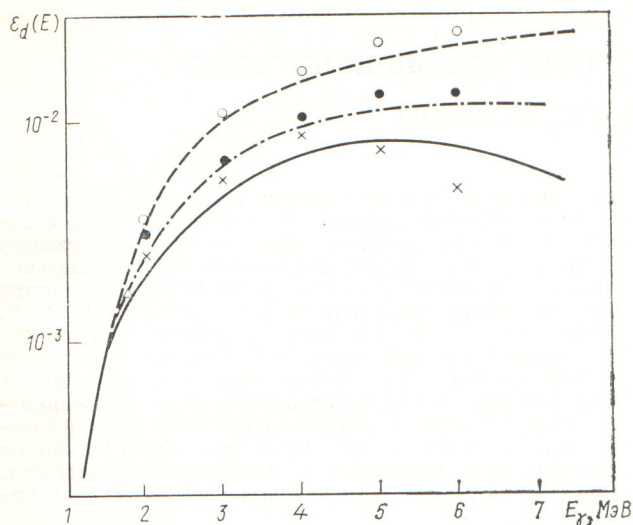


Рис. 1. Сравнение экспериментальных и расчетных зависимостей эффективности по пику полного поглощения от энергии (источник находится на расстоянии 8 см от поверхности детектора):

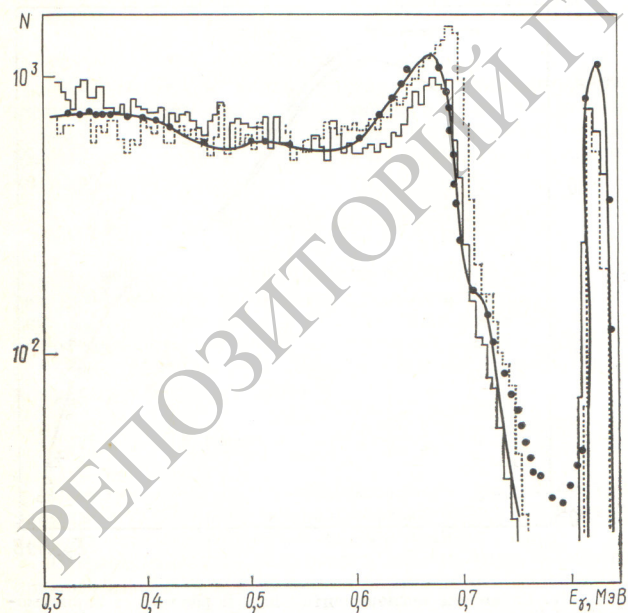
1—4 — экспериментальные результаты работы [9]; 5 — расчет [10]; 6—8 — расчет настоящей работы (варианты 1—3 соответственно); — — — экспериментальная кривая, скорректированная на поглощение в источнике



Р и с. 2. Сравнение зависимости эффективности по пику двойного вылета от энергии γ -кванта (источник находится на расстоянии 5 см от поверхности детектора):

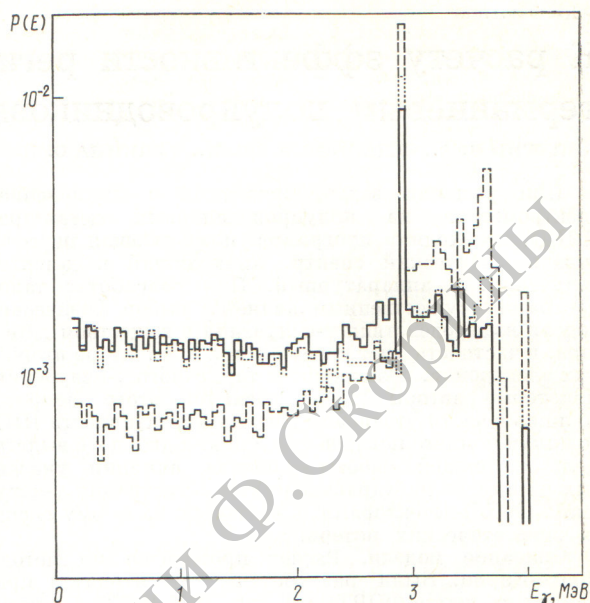
— — — и — — — — расчет [3] и [11]; — — — эксперимент [12]; $\circ$, $\bullet$, $\times$ — расчет настоящей работы (варианты 1—3 соответственно)

детектора с чувствительной областью 38 см². До энергии квантов ~ 1 МэВ различия в оценках трех вариантов программ малосущественны, что означает, очевидно, малое влияние перемещения комптоновских электронов на данную характеристику регистрации. С энер-



Р и с. 3. Сопоставление экспериментального и расчетных спектров (источник находится на расстоянии 5 см от поверхности детектора):

— и $\bullet$ — расчетный и экспериментальный спектры [2]; . . . — вариант 1; гистограмма — варианты 2 и 3



Р и с. 4. Зависимость формы спектра от вида использованного приближения (источник расположен на расстоянии 5 см от поверхности детектора):

— — —, . . . , — — — варианты 1—3 соответственно

гии 2—3 МэВ и выше влияние эффектов перемещения электронов и позитронов, а также рождения тормозного γ -излучения четко проявляется, причем более детальная модель процесса дает и более хорошую сходимость. Можно отметить также небольшое систематическое завышение полученных результатов по сравнению с данными других авторов.

На рис. 2 сопоставляются зависимости эффективности регистрации в пике двойного вылета от энергии γ -кванта для планарного Ge(Li)-детектора площадью 2,5 см² и толщиной 0,8 см. Видно, что результаты хорошо согласуются с расчетами других авторов для эквивалентного физического приближения. Наиболее детальная модель дает результаты, хорошо согласующиеся с экспериментальными до энергии γ -квантов ~ 5 МэВ. Для более высоких энергий наблюдается увеличивающееся расхождение наших расчетных и экспериментальных результатов [12]. Это, по-видимому, обусловлено завышением в расчете значения: утечки тормозного γ -излучения из детектора.

На рис. 3 сопоставляются расчетные и экспериментальные спектры для планарного Ge(Li)-детектора площадью 2,5 см² и толщиной 0,2 см для γ -квантов энергией 0,835 МэВ. Видно, что, несмотря на близость форм спектров, детального их совпадения достичь не удается ни в одном из приближений. Складывается впечатление, что для этого тонкого детектора «точная» модель завышает эффект утечки комптоновских электронов из детектора.

На рис. 4 приведен пример расчета формы аппаратной линии планарного Ge(Li)-детектора площадью 2,5 см² и толщиной 0,8 см для достаточно высокой энергии γ -квантов 4 МэВ. Видно, что наиболее существенно изменяет форму аппаратной линии учет перемещения электронов и позитронов. Учет тормозного γ -излучения менее существен. Этот вывод согласуется

с данными рис. 2 и выводами других авторов о роли тормозного γ -излучения для различной начальной энергии γ -квантов. При более высокой энергии преобладающая роль перемещения вторичных электронов и позитронов сохраняется, хотя и роль тормозного γ -излучения становится более существенной.

Таким образом, влияние перемещения в теле полупроводникового германиевого детектора вторичных электронов, позитронов и тормозного γ -излучения проявляется в широкой области энергии регистрируемого γ -излучения от 1 МэВ и выше, причем с увеличением энергии регистрируемых квантов влияние этих эффектов возрастает. В области до 5 МэВ можно выделить преобладающее влияние перемещения вторичных электронов и позитронов, для больших энергий существенно возрастает роль тормозного γ -излучения.

Опробованная физическая модель позволяет вполне удовлетворительно оценивать характеристики регистрации полупроводниковых детекторов в области энергии регистрируемых квантов до 5–6 МэВ. Чтобы обеспечить качественные оценки в более высокоэнергетической области, необходимо совершенствовать физическую модель в части определения параметров тормозного γ -излучения, а также использовать более точную аппроксимацию формы аппаратной линии с учетом эффективности сбора заряда.

Поступило в Редакцию 17.IV.78

УДК 621.311.22:621.039

О совместном использовании ядерного и органического топлива в парогазовых установках

НОСАЧ В. Г., ПУШКАРЕВ О. Е.

Известно, что парогазовые установки (ПГУ) позволяют достичь более высокой экономичности, чем паросиловые или газотурбинные [1]. Недостатком ПГУ является необходимость использования беззольного топлива. Совместное использование органического и ядерного топлива может значительно сократить потребность в дефицитном природном газе и обеспечить высокоэкономичное производство электроэнергии [2, 3]. При этом доля ядерного топлива возрастает, если органическое топливо для получения водорода и окиси углерода подвергается термической обработке (конверсии) такими окислителями, как водяные пары и углекислый газ [2, 3]. В работе [3] проведен расчет доли ядерного топлива при использовании паровой конверсии метана. В настоящей работе соответствующий расчет выполнен для случая, когда метан подвергается термической переработке продуктами сгорания.

Схема комбинированного использования ядерного и органического топлива на базе ПГУ, использованная в настоящей работе, приведена на рис. 1. Тепло, выделяемое в реакторе 1, переносится теплоносителем первого контура к теплообменнику 2. Здесь это тепло передается воздуху, а также природному газу, смешанному с продуктами сгорания, в результате чего происходит конверсия метана. Нагретый воздух и конвертированное топливо поступают в цикл парогазовой установки 3. Атмосферный воздух и продукты сгорания сжимаются в компрессорах 4 и 5. Температуру, до которой могут быть нагреты газы в теплообменнике 2, обозначим через T .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Grosswendt B., Waibel E. «Nucl. Instrum. Methods», 1975, v. 131, p. 143.
2. Lal B., Iyengar K. Ibid., 1970, v. 79, p. 19.
3. De Castro, Faria N., Levesque R. Ibid., 1967, v. 46, p. 325.
4. Gaggero G. Ibid., 1971, v. 94, p. 481.
5. Peterman B., Houtzeas S., Rystephanick R. Ibid., 1972, v. 104, p. 461.
6. Аккерман А. Ф., Никитушев Ю. М., Ботвин В. А. Решение методом Монте-Карло задач переноса быстрых электронов в веществе. Алма-Ата, «Наука», 1972.
7. Сторм Э., Исразль Х. Сечения взаимодействия гамма-излучения. М., Атомиздат, 1973.
8. Дядькин И. Г. В кн.: Методы Монте-Карло в физике и геофизике. Уфа, изд. Башкирск. ун-та, 1973.
9. Seyfath H. e.a. «Nucl. Instrum. Methods», 1972, v. 105, p. 301.
10. Camp D., Van Lehn A. Ibid., 1969, v. 76, p. 192; 1970, v. 87, p. 147.
11. Wainio K., Knoll G. Ibid., 1966, v. 44, p. 213.
12. Cline J. «IEEE Trans. Nucl. Sci.», 1968, v. NS-15, N 3, p. 198.

Расчет состава и энтальпии конвертированного топлива проводили в предположении термодинамического равновесия при давлении 1 МПа на основе данных по термодинамическим свойствам индивидуальных веществ согласно [4]. Рассматривалась следующая реакция:

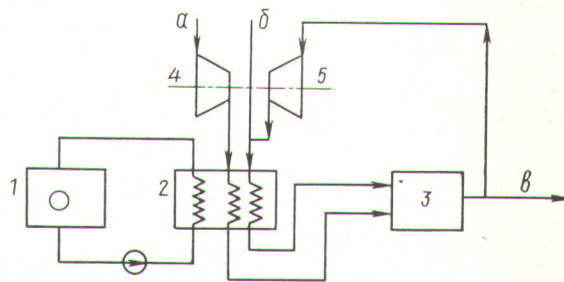
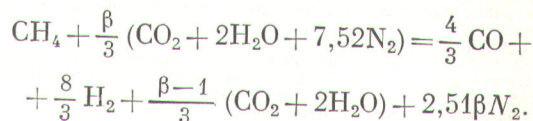


Рис. 1. Схема комбинированного использования ядерного и органического топлива на базе ПГУ:

α — воздух; β — CH_4 ; γ — продукты сгорания