

УДК 543.427

© А. Ю. Портной

МЕТОД ОЦЕНКИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ И ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ПАРАМЕТРОВ РЕНТГЕНОВСКИХ И ГАММА-ДЕТЕКТОРОВ

Предложена математическая модель энергодисперсионного детектора рентгеновского и низкоэнергетического гамма-излучения, основанная на анализе процессов переноса фотонов и электронов высокой энергии в веществе детектора и позволяющая оценивать параметры функции отклика детектора. Методом Монте-Карло рассчитаны вероятности регистрации фотонов в различных частях функции отклика детектора. Рассчитанные данные сопоставлены с имеющимися экспериментальными данными в области энергий излучения до 2 МэВ. Проведена оценка предельного пространственного разрешения детекторов, обусловленного процессами многократного рассеяния фотонов и областями торможения электронов.

Кл. сл.: функция отклика детектора, пространственное разрешение детектора, детектирование рентгеновского излучения, детектирование гамма-излучения

ВВЕДЕНИЕ

Для большого класса работ, связанных с проектированием аппаратуры, использующей рентгеновское излучение, необходимо иметь предварительную информацию о регистрируемом сигнале, формирующем как полезный сигнал, так и сопутствующий ему фон. Так, например, в рентгенофлуоресцентном анализе используются газовые пропорциональные сцинтилляционные Si и Ge полупроводниковые детекторы рентгеновского излучения, при этом важным параметром детектора является функция отклика детектора. В интроскопии важным параметром детектора является пространственное разрешение.

Данная работа направлена на моделирование характеристик детектора, обусловленных процессами переноса излучения и электронов в детекторе.

Расчет энергетических спектров, возникающих при переносе излучения, обычно выполняется с использованием транспортных уравнений или методом Монте-Карло. Моделирование спектров излучения образца методом Монте-Карло, обусловленных многократными радиационными взаимодействиями, рассмотрено, например, в работах [1–4]. Решение подобных задач с помощью транспортного уравнения рассмотрено в работах [5, 6]. Однако использование транспортных уравнений при исследовании параметров детекторов затруднено вследствие сложной формы детекторов и ограниченного их объема.

Исследованию функции отклика детектора посвящен ряд работ, например [7–12]. Однако в них не уделяют должного внимания возможности регистрации фотона в низкоэнергетической области

после его комптоновского рассеяния в детекторе. Keith и Loomis [7] упоминают об этой существенной составляющей функции отклика детектора ("горб потерь", либо "антикомптоновский пик"). Жуковский и др. [8] приводят формулу для расчета интенсивности указанной составляющей функции отклика детектора, однако обращено внимание на то, что формула не везде корректна. Lowe [9], Papp и Campbell [10, 11] рассматривают функцию отклика при невысокой энергии попадающего в детектор излучения (5–20 кэВ), где "горб потерь" смещен в низкоэнергетическую область и не является существенным. В работах [13, 14] рассматривается формирование сигнала и фона, однако отсутствует математическое описание процессов, формирующих функцию отклика детектора.

Расчету функции отклика детектора с учетом "горба потерь", который является важной составляющей функции отклика детектора при высоких энергиях регистрируемых фотонов, методом Монте-Карло посвящены наши работы [15, 16], в которых также показана возможность расчета сигнала и фона в энерго-дисперсионном рентгенофлуоресцентном анализе (EDXRF) путем рассмотрения процессов переноса энергии в образце и детекторе.

Цель данной работы — расчет параметров функции отклика детектора и пространственных характеристик областей детектирования, обусловленных процессами переноса фотонов и электронов, сопоставление результатов расчета с имеющимися экспериментальными данными.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

В детекторе при регистрации фотона происхо-

дят процессы фотопоглощения, когерентного и комптоновского рассеяния, а в области энергий свыше 1.022 МэВ — и рождение электронно-позитронных пар. В результате набора подобных взаимодействий фотон, попавший в детектор с энергией E_{det} , может быть полностью поглощен, преобразовавшись в поток электронов, которые в дальнейшем дадут импульс тока с зарядом $Q_{det} = C \cdot E_{det}$, (C — коэффициент пропорциональности) и будут зарегистрированы аппаратурой как импульс, соответствующий E_{det} . В то же время фотон может быть рассеян веществом детектора и покинуть его с энергией $E_{det, out}$. Тогда оставшиеся в детекторе свободные электроны будут зарегистрированы как фотон с энергией $E'_{det} = E_{det} - E_{det, out}$. В этом случае при регистрации образуется пик потерь в результате фотопоглощения с последующей флуоресценцией и "горб потерь" в результате комптоновского рассеяния. Подобный пик потерь возникает и при вылете за пределы чувствительной области детектора одного или двух фотонов после аннигиляции электронно-позитронной пары.

Для численной оценки результатов многократных взаимодействий излучения с веществом детектора был применен метод Монте-Карло, который позволяет учесть геометрические особенности детектора и возможность многократных взаимодействий. При большом количестве испытаний (10^6) точность этого метода становится вполне приемлемой для целей оценки свойств детекторов.

Вероятности взаимодействия фотона с веществом детектора описывались следующими формулами.

Вероятность фотопоглощения dP_τ фотона с энергией E_0 К-оболочкой:

$$dP_{\tau K} = \tau_K(E_0) \cdot \rho \cdot dl,$$

где dl — длина пробега фотона, ρ — плотность материала детектора, τ_K — массовый коэффициент фотопоглощения [17] К-оболочкой вещества детектора.

Выход рентгеновской флуоресценции в К-серии:

$$dP(E_0 \rightarrow E_{K\alpha}) = dP_{\tau K} \cdot \omega_K,$$

ω_K — выход флуоресценции в К-серии [18].

Фотопоглощение L-оболочкой:

$$dP_{\tau L} = \tau_L(E_0) \cdot \rho \cdot dl,$$

где τ_L — массовый коэффициент фотопоглощения L-оболочкой вещества детектора.

Вероятность когерентного рассеяния фотона в веществе детектора на угол Θ при длине пробега dl :

$$\begin{aligned} \frac{d^2 P_{coh}(\Theta)}{d\Theta \cdot dl} &= \\ &= \rho \frac{N_A}{A} \cdot \frac{d\sigma_{el_coh}(\Theta)}{d\Omega} \cdot 2 \cdot \pi \cdot \sin(\Theta) \cdot F_{at_coh}^2, \end{aligned}$$

где $\frac{d\sigma_{el_coh}(\Theta)}{d\Omega}$ — сечение когерентного рассеяния фотона на связанном электроны, F_{at_coh} — атомный фактор когерентного рассеяния [19, 20].

Вероятность комптоновского рассеяния:

$$\frac{d^2 P_{comp}(E_0 \rightarrow E(\Theta))}{d\Theta \cdot dl} = \rho \frac{N_A}{A} \cdot \frac{d\sigma_{KNT}(\Theta)}{d\Theta} \cdot S,$$

где $\frac{d\sigma_{KNT}(\Theta)}{d\Theta}$ — сечение Клейна—Нишины—Тамма, S — атомный фактор когерентного рассеяния [19, 20].

Вероятность рождения электронно-позитронных пар в области энергий до 2.5 МэВ оценивалась по формуле

$$\frac{dP_{e+e-}}{dl} = \rho \frac{N_A}{A} \cdot \sigma_{BH} \cdot K(Z),$$

где σ_{BH} — сечение Бете—Гейтлера [21]. Поправка $K(Z)$ для сечения в области низких энергий взята согласно [22]. Следует отметить, что в области рассматриваемых в данной работе экспериментальных данных (до 2 МэВ) сечение рождения электронно-позитронных пар меньше сечения комптоновского рассеяния [23].

При каждом событии, при котором появляется электрон с высокой энергией (фотопоглощение, безрадиационный (Оже-) переход, комптоновское рассеяние, рождение электронно-позитронной пары), просчитывается вероятность выхода электрона и (или) позитрона за пределы чувствительной области детектора.

Рассмотрим процесс выхода электрона с энергией E_0 , возникшего в веществе детектора на глубине t , за пределы чувствительного объема детектора. Первоначальное направление электрона будем считать равновероятным, а траекторию — прямолинейной. Среднюю энергию электронов, прошедших сквозь слой r плотностью ρ , примем, согласно приближению Томсона—Уиддингтона [24],

$$E_{el}(E_0, \rho, r) = \sqrt{E_0^2 - c_{tu} \cdot \rho \cdot r};$$

$$c_{tu} \approx 3 \cdot 10^5 \text{ [кэВ}^2 \cdot \text{см}^2/\text{г]}.$$

Тогда энергетическое распределение электронов будет

$$\frac{dn}{dE_{el}} = k \frac{dn}{d\Theta} \cdot \frac{1}{dE_{el}/d\Theta},$$

где $\frac{dn}{d\Theta} = \frac{1}{2} \sin(\Theta)$; k — поправка на анизотропность потока электронов, взятая, согласно работе [9], равной 0.5 для К-фотоэлектронов, 1 — для L-фотоэлектронов и Оже-электронов. Для электронов и позитронов, появившихся в результате рождения пары, поправку k также примем равной 0.5.

Количество анализируемых событий равно 10^6 для каждой из энергий влетающего фотона в диапазоне энергий 1–100 кэВ с шагом 0.1 кэВ. Полученный результат корректируется на поглощение попадающего в детектор излучения во входном бериллиевом окне детектора.

Так как результатам моделирования по методу Монте-Карло всегда присуща статистическая погрешность, то вводится сглаживание полученных результатов. При этом учитывается как энергетическое разрешение конкретного детектора, так и уширение аналитических линий с ростом энергии фотона. Сглаживание ведется с окном, соответствующим энергетическому разрешению детектора, наблюдаемому экспериментально на линиях флуоресценции.

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ ФУНКЦИИ ОТКЛИКА ДЕТЕКТОРА В РЕНТГЕНОВСКОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

На рис. 1, а, показана структура функции отклика Si-детектора $K_{det}(E_0, E)$, которая представляет собой распределение вероятности регистрации попавшего в детектор фотона с энергией E_0 как фотона с энергией E . В случае полного поглощения энергии фотона в детекторе он будет зарегистрирован в пике полного поглощения с энергией E_0 ; в случае фотопоглощения с последующим выходом флуоресцентного фотона Si — в "пике К-фотопотерь" с энергией $E_0 - E_{K\alpha}$; в случае выхода электрона высокой энергии из чувствительной области детектора — в "хвосте" с энергией от 0 до E_0 ; в случае комптоновского рассеяния с выходом рассеянного фотона из детектора — в "горбе" потерь с энергией от 0 до максимальной энергии электронов отдачи $E_{comp_el_max}(E_0)$. "Горб потерь" имеет продолжение в области свыше энергии $E_{comp_el_max}(E_0)$, поскольку в расчетах учитывается возможность выхода фотона после многократного рассеяния.

Структура функции отклика Ge-детектора (рис. 1, б) несколько отличается от функции отклика (Li-) Si-детектора:

– в области энергий фотонов ниже К-края поглощения Ge, примерно до 5 кэВ, существенным

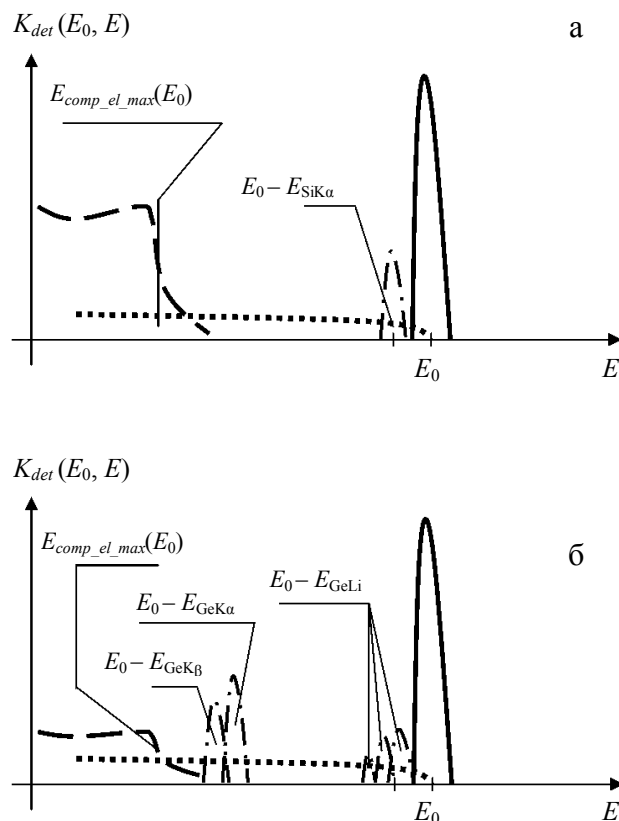


Рис. 1. Структура функции отклика детектора в рентгеновской области энергий фотонов.

Непрерывная линия — регистрация в пике полного поглощения, штрихпунктирная — в пиках потерь, пунктирная — в "горбе потерь", точечная — в "хвосте", обусловленном выходом электронов. а — Si-детектор; б — Ge-детектор

является L-пик фотопотерь, содержащий компоненты, соответствующие L-излучению Ge. Таким образом, в области, где для (Li-) Si-детектора вероятность регистрации в пике К фотопотерь является существенной, вероятность регистрации для Ge-детектора в пиках L-фотопотерь также не является нулевой;

– в области энергий фотонов выше К-края поглощения Ge очень большая вероятность выхода флуоресцентного фотона Ge из детектора, вследствие большего, чем у Si, выхода флуоресценции. Это обуславливает очень большую вероятность (порядка 20 %) регистрации фотона в пике К-фотопотерь. При увеличении энергии фотона вероятность регистрации в пике К-фотопотерь монотонно убывает, однако до энергий порядка 50–60 кэВ составляет не менее 1 %. Следствием этого в спектрах EDXRF будут "линии", отличающиеся от ярких линий спектра на энергию K_α и K_β флуоресцентных квантов Ge.

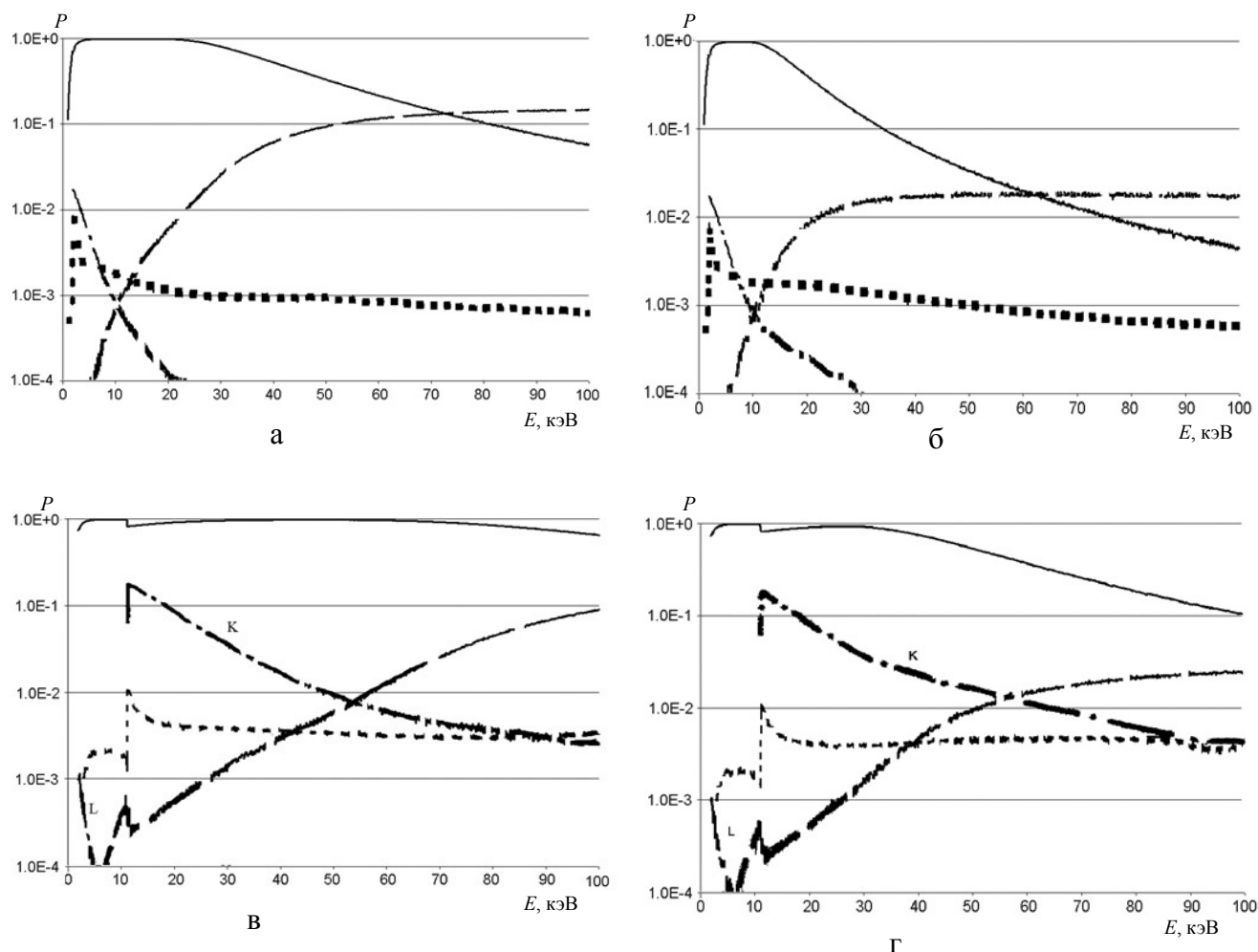


Рис. 2. Зависимость вероятностей P_{eff} полного поглощения энергии фотона в детекторе (непрерывная линия), регистрации фотона в "горбе потерь" P_{comp} (пунктирная линия), регистрации фотона в пиках К-фотопотерь P_{ph} и L-фотопотерь для Ge-детектора (штрихпунктирная линия), регистрации фотона в "хвосте", обусловленном выходом электронов высоких энергий P_{el} (точечная линия), для детекторов различной толщины от энергии фотона при центральном нормальном к поверхности детектора падении пучка. Детекторы: а — Si толщиной 6 мм; б — Si толщиной 0.6 мм; в — Ge толщиной 5 мм; г — Ge толщиной 0.5 мм

Результаты расчета вероятностей регистрации фотона в разных частях функции отклика детектора показаны на рис. 2 для разной толщины Si- и Ge-детекторов.

Из рис. 2 видно, что изменение толщины детектора в основном влияет на вероятность регистрации фотона в пике полного поглощения P_{eff} и в "горбе потерь", обусловленном выходом комптоновски рассеянного фотона P_{comp} . Вероятности регистрации в пике К-фотопотерь P_{ph} и "хвосте", обусловленном выходом электронов P_{el} , практически не зависят от толщины при размерах детекторов, характерных для полупроводниковых. Последний факт обусловлен тем, что потери энергии

в результате выхода флуоресцентного излучения и электронов за пределы чувствительной области детектора происходят в основном через входную плоскость детектора.

На рис. 3 сопоставлены вероятности регистрации в различных частях функции отклика для детекторов из других материалов, применяемых для изготовления детекторов. Для газовых детекторов на рис. 3 были приняты размеры, характерные для используемых в рентгенофлуоресцентном анализе. При этом для возникшего в детекторе К-флуоресцентного фотона вероятность его выхода из детектора является очень большой. Так, вероятность регистрации в К-пике фотопотерь для Ag-детектора

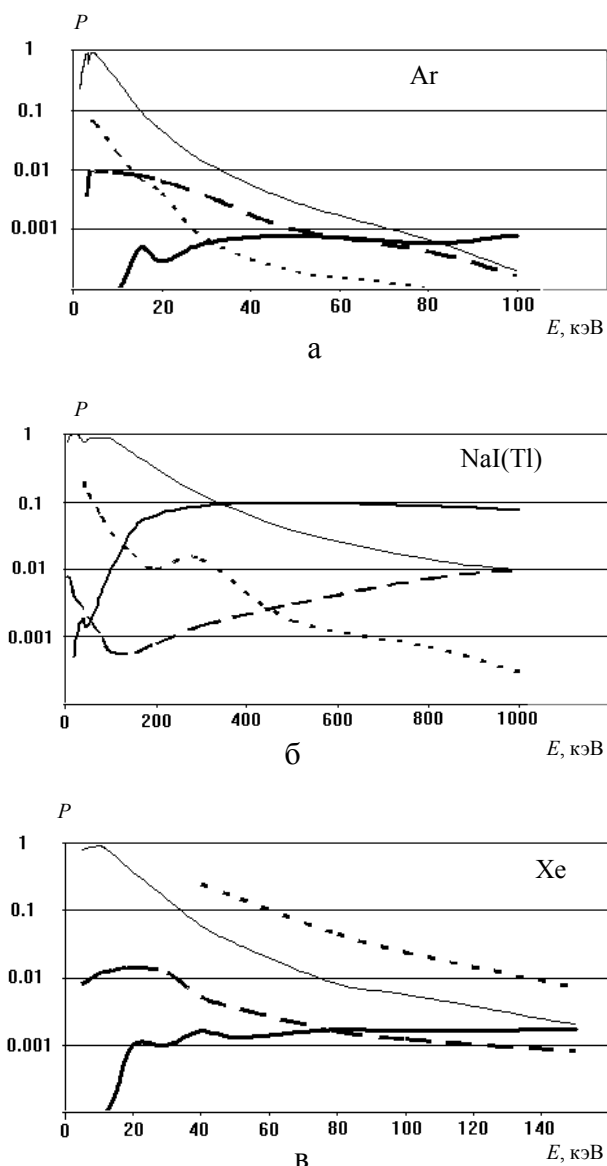


Рис. 3. Зависимость вероятности P_{eff} полного поглощения энергии фотона в детекторе (тонкая непрерывная линия), регистрации фотона в "горбе потерь" P_{comp} (толстая непрерывная линия), регистрации фотона в пике К-фотопотерь P_{ph} (точечная линия), регистрации фотона в "хвосте", обусловленном выходом электронов высоких энергий P_{el} (пунктирная линия) для различных детекторов от энергии фотона. Геометрические параметры газовых детекторов с аргоновым (а) и ксенонным (в) наполнением: диаметр детектора 30 мм, высота 50 мм, засветка детектора равномерная в окне 15×15 мм, падение пучка нормально к оси детектора. б — данные для NaI(Tl)-сцинтиллятора

составляет около 10 % от вероятности полного сбора энергии (выход флуоресценции 12 %), а для Хе-детектора вероятность регистрации в К-пике

фотопотерь даже выше, чем регистрация фотона с полным сбором энергии (выход флуоресценции для К-оболочки 90 %). Эффективность детекторов (рис. 2, 3) падает в области малых энергий, где входное окно, принятое в расчетах Ве с толщиной 0.25 мм, поглощает практически все излучение с энергией менее 2 кэВ.

Сечение фотопоглощения уменьшается с ростом энергии приблизительно как $1/E^3$. С падением сечения начинает увеличиваться длина свободного пробега без взаимодействия. Когда длина свободного пробега фотона становится соизмеримой с толщиной детектора, начинает падать эффективность регистрации P_{eff} (вероятность полного сбора энергии детектором). В это же время растет вероятность выхода фотона из детектора после комптоновского взаимодействия с регистрацией в "горбе потерь". Вероятность регистрации фотона в пике К-фотопотерь для твердотельных детекторов наиболее велика в области энергий выше К-края поглощения, поскольку скачок сечения фотопоглощения приводит к тому, что фотон поглощается вблизи края детектора, откуда достаточно вероятен выход флуоресцентного фотона через входную плоскость детектора. С дальнейшим ростом энергии эта вероятность для твердотельных детекторов в рассматриваемой их геометрии падает, поскольку увеличивается длина свободного пробега фотона и поглощение происходит ближе к центральной области детектора, выход из которой флуоресцентного фотона маловероятен.

Для детекторов, размеры которых малы по сравнению с длиной свободного пробега фотонов (что верно для газовых детекторов при сравнительно высокой энергии фотонов), вероятность регистрации P_{el} в "хвосте", обусловленном выходом электронов высоких энергий за пределы чувствительной области детектора, является сложной функцией от вероятностей процессов и энергий возникающих при этом электронов.

Сопоставление расчетных и экспериментальных данных по соотношению пика полного поглощения и пика фотопотерь приведено на рис. 4, а, б, с данными работ [9] и [10] соответственно. Наблюдается удовлетворительное согласие, что позволяет считать, что предложенная модель регистрации рентгеновских фотонов детектором соответствует современным теоретическим представлениям [9] и экспериментальным данным для Si-детектора в области энергий до 10 кэВ для высококачественных детекторов.

Для проверки результатов расчета в области энергий излучения, где регистрация в "горбе потерь" становится существенной, проведено сопоставление рассчитанных данных с результатом измерения [15] спектра источника ^{241}Am . При таком расчете учитывалось рассеяние излучения в выходном окне радиоактивного источника.

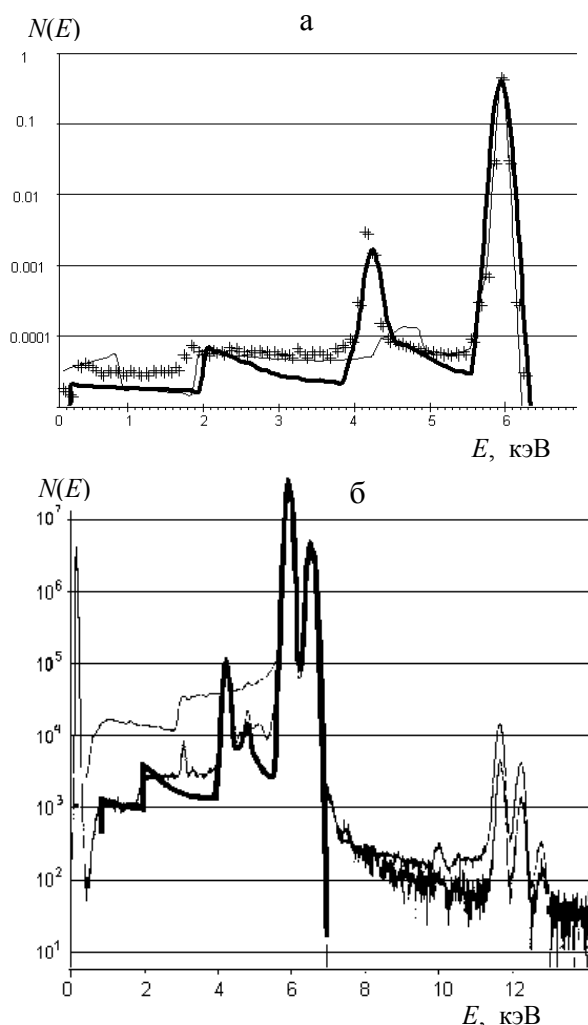


Рис. 4. Сопоставление расчетных и экспериментальных данных по соотношению пика полного поглощения и пика фотопотерь.

а — расчеты настоящей работы (толстая линия) в сопоставлении с расчетом (тонкая линия) и экспериментом (кресты) работы [9]. Источник излучения с энергией 5.9 кэВ.

б — расчеты настоящей работы (толстая линия) и экспериментальные данные, приведенные в работе [10] для двух детекторов (тонкая линия). Источник излучения ^{55}Fe .

Результаты расчетов хорошо ($\pm 30\%$) согласуются с экспериментальными данными для области энергий 1–25 кэВ (область регистрации в "горбе потерь") и 40–60 кэВ (область регистрации рассеянного излучения) при использовании источника ^{241}Am (см. рис. 5).

Следует отметить, что результаты приведенных расчетов функции отклика детектора определяют лишь предельные характеристики детекторов излучения, обусловленные процессами поглощения энергии веществом. Дальнейшие

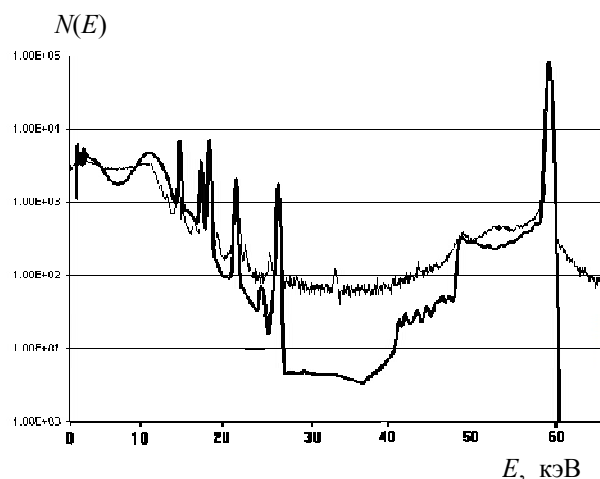


Рис. 5. Амплитудный спектр, полученный при облучении Si-детектора излучением источника ^{241}Am . Толстая линия — расчет настоящей работы, тонкая — эксперимент работы [15]

процессы регистрации (неполный сбор заряда с детектора, обусловленный конечным временем интегрирования, рекомбинацией носителей заряда или подобными процессами, приводящими к "размыванию" линий регистрируемого сигнала, регистрации сигналов с удвоенной энергией и т. п.) могут ухудшить характеристики детектора. Так, например, из рис. 4, б, видно, что процесс наложения импульсов в детекторе приводит к регистрации несуществующих в первичном спектре линий с энергиями около 12 кэВ (удвоенная амплитуда регистрации основных линий). Из этого же рисунка видно, что фон в области энергий, меньших энергий основной регистрируемой линии, по всей видимости, сильно зависит от параметров детекторов и электроники. В областях энергий, где результаты наших расчетов плохо согласуются с экспериментальными данными, одной из возможных причин рассогласования могут быть указанные процессы.

Также необходимо отметить то, что в амплитудном спектре источника ^{55}Fe , показанном на рис. 4, б, присутствуют "линии" с энергиями, близкими к энергиям линий титана, обусловленные регистрацией линий источника фотонов в "пиках фотопотерь". Пренебрежение подобными эффектами может привести к ошибкам при расшифровке спектров.

Неудовлетворительное согласие расчетов с экспериментальными данными в области энергий 25–45 кэВ на рис. 5 можно объяснить тем, что в расчетах для ^{241}Am не учтено тормозное излучение альфа-частиц и электронов, возникающих вследствие торможения альфа-частиц [25].

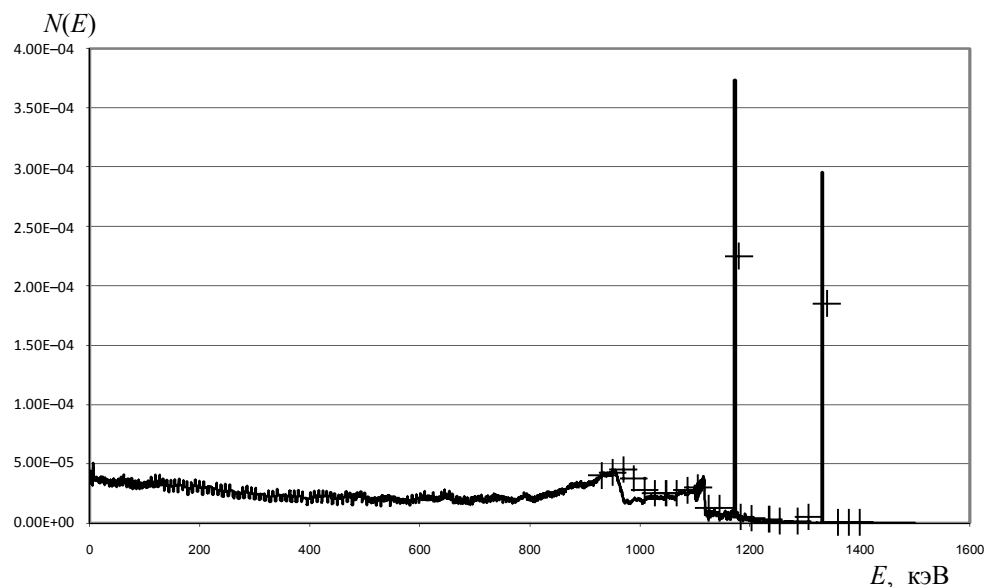


Рис. 6. Сопоставление расчетных данных сигнала Ge-детектора при его облучении источником ^{60}Co с экспериментальными данными работы [26]. Линия — расчет, кресты — данные работы [26]. Засветка детектора равномерная

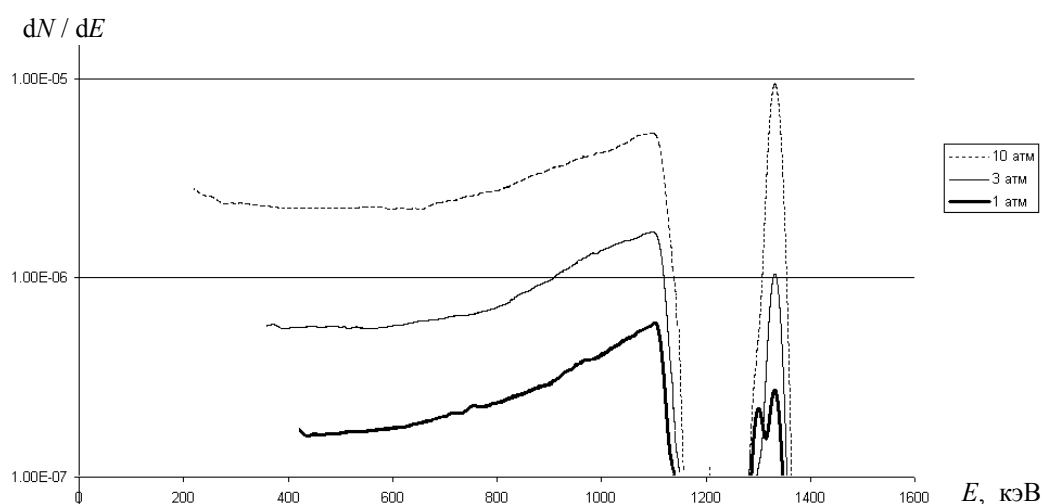


Рис. 7. Расчетная зависимость отклика ксенонового детектора на излучение с энергией 1332 кэВ от давления газа в детекторе.

Параметры детектора: диаметр детектора 500 мм, высота 300 мм

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ ФУНКЦИИ ОТКЛИКА ДЕТЕКТОРА В ОБЛАСТИ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

На рис. 6 сопоставлены расчетные данные о спектре сигнала, возникающего при облучении Ge-детектора излучением ^{60}Co [26]. Расчет сделан исходя из гауссовой формы спектральной линии с шириной 2.1 кэВ на полувысоте линии с энергией 1173 кэВ. Распределения нормированы по высоте "горба потерь". Расхождение данных по соотношению интенсивностей линий и "горба потерь"

может быть объяснено негауссовой формой экспериментально наблюдаемых линий, которую невозможно проанализировать по приведенному в этой работе рисунку. С учетом сказанного можно считать, что данные расчета хорошо согласуются с экспериментальными.

Рассмотрим, как изменяется отклик ксенонового детектора диаметром 500 мм высотой 300 мм на излучение с энергией 1332 кэВ (одна из линий источника ^{60}Co) в зависимости от давления наполняющего его газа (рис. 7). Изменение давления в

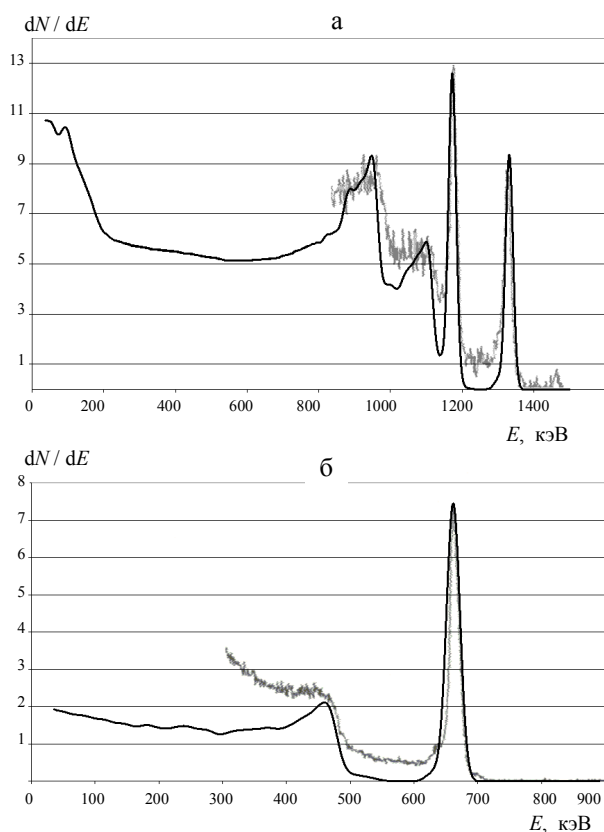


Рис. 8. Сопоставление расчетных (толстая черная линия) и экспериментальных данных работы [27] (серая линия), полученных при облучении ксенонового детектора.

Параметры детектора: диаметр детектора 500 мм, высота 300 мм, давление 1 МПа. а — источник ^{60}Co ; б — источник ^{137}Cs

детекторе эквивалентно пропорциональному изменению геометрических размеров детектора. Из рисунка видно, что для данного случая вероятность регистрации в "горбе потерь", обусловленном комптоновским рассеянием, пропорциональна давлению, что в данном случае объясняется малостью габаритов детектора по сравнению со средней длиной пробега фотона с данной энергией. Вероятность же регистрации полной энергии фотона с падением давления падает гораздо быстрее. Это объясняется тем, что в данном диапазоне энергий для регистрации полной энергии фотона необходима цепочка из нескольких актов комптоновского рассеяния и последующего фотопоглощения, область траекторий между которыми не укладывается в области детектора при малых давлениях. Кроме того, при уменьшении давления увеличивается относительная вероятность регистрации в пике фотопотерь.

Проведено сопоставление результатов расчетов с экспериментальными данными, приведенными

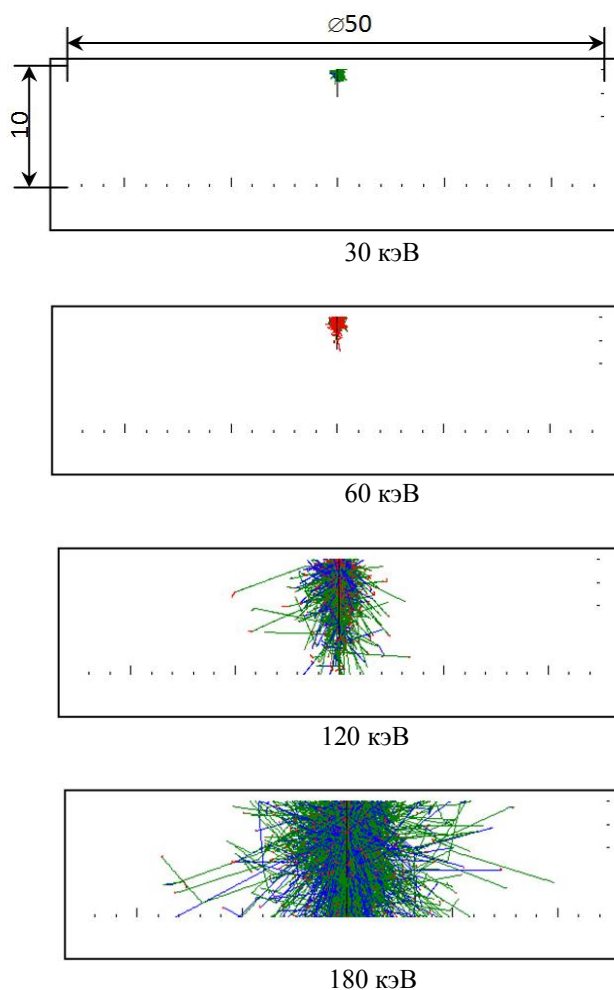


Рис. 9. Результаты моделирования размеров области поглощения в NaI(Tl) сцинтилляторе.

Падение пучка центральное. Геометрические размеры области детектирования: диаметр 50 мм, высота 10 мм

в работе [27] (см. рис. 8). Геометрические параметры детектора в работе не приведены, поэтому они были оценены исходя из приведенной в работе эффективности детектора. Приведенные размеры также несколько условны, поскольку при увеличении давления возможно уменьшить геометрические размеры детектора.

На рис. 8, а, сопоставлены результаты расчета отклика детектора на излучение источника ^{60}Co . Видно хорошее согласие расчета и эксперимента в области 800–1400 кэВ. На рис. 8, б, сопоставлены результаты расчета и эксперимента при облучении детектора излучением источника ^{137}Cs . Хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных наблюдается в области 450–700 кэВ. В области более низких энергий экспериментально наблюдаемый фон начинает существенно превышать

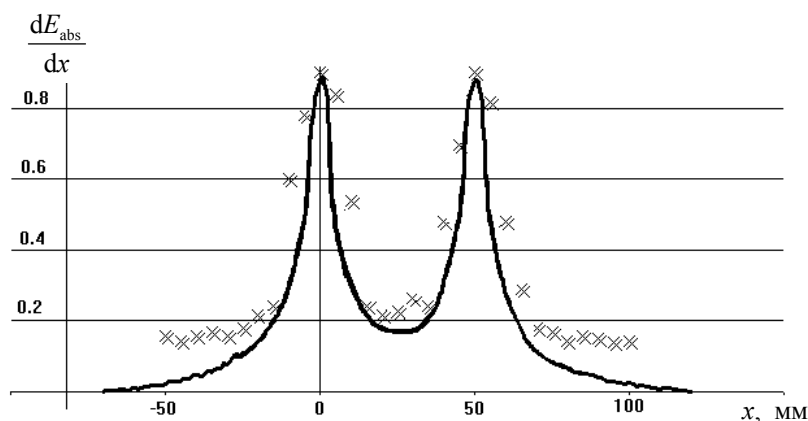


Рис. 10. Координатный спектр, полученный в рабочей зоне детектора при расстоянии между линейно сколлимированными источниками гамма-излучения с энергией 1836 кэВ, равном 50 мм.

Непрерывная линия — результаты расчета данной работы; точки — экспериментальные данные работы [28]. Габариты NaI(Tl)-сцинтиллятора — $450 \times 150 \times 75$ мм

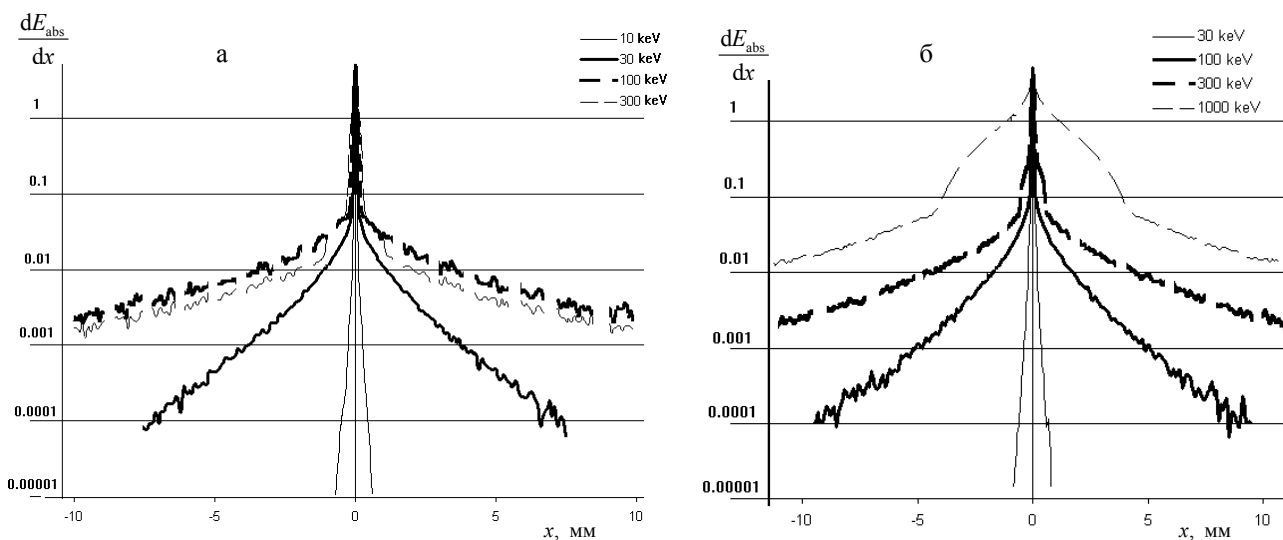


Рис. 11. Координатный спектр, обусловленный процессами поглощения излучения и торможения быстрых электронов веществом (усредненная зависимость поглощения части энергии пучка фотонов от координаты x отклонения от оси пучка).

Падение пучка фотонов (диаметр пучка 0.1 мм) нормальное, диаметр детекторов 50 мм, толщина 5 мм. а — Si-детектор; б — Ge-детектор

фон, обусловленный "горбом потерь". Скорее всего, это связано с процессами потерь малых порций энергий за счет дрейфа электронов в области детектора, где отсутствует сильное электрическое поле (на краях детектора), либо с проблемами неполного сбора заряда из-за конечного времени интегрирования вследствие различных и существенно отличающихся времен дрейфа электронов низких энергий из различных областей детектора или рекомбинации заряда, либо с другими проблемами системы регистрации.

Следует отметить, что вероятность регистрации в "горбе потерь" при высоких энергиях фотонов существенно выше, чем регистрация в пике полного поглощения.

ОЦЕНКА ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ КООРДИНАТНО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Дополнительной информацией, которая может быть получена в результате моделирования методом Монте-Карло, является информация о траекториях фотонов и области поглощения энергии возникших электронов в материале детектора.

На рис. 9 приведены характерные размеры области поглощения в сцинтилляторе NaI(Tl) для энергий фотонов 30, 60, 120 и 180 кэВ. Очевидно, что даже при точечном падении пучка при энергиях фотонов в несколько сотен кэВ траектории охватывают значительную пространственную область детектора.

На рис. 10 приведено сопоставление расчетных данных координаты поглощения энергии в детекторе с экспериментальными данными работы [28], в которой приведены характеристики пространственного разрешения координатного гамма-детектора, полученного на основе NaI(Tl)-сцинтиллятора с габаритами 450×150×75 мм. Получено хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных. Следовательно, можно считать, что координатное разрешение детекторов наряду с процессами диффузии медленных электронов для полупроводниковых детекторов ограничивается геометрическими размерами областей поглощения фотона и диссипации энергии электронов высоких энергий.

На рис. 11 показаны результаты расчета координатного спектра поглощения энергии в Si- и Ge-детекторах при точечном попадании пучка излучения. Из рисунков следует, что чем больше энергия фотонов, попадающих в детектор, тем большую пространственную область занимает процесс регистрации фотона.

Следует также отметить негауссовость формы координатного спектра поглощения энергии для всех детекторов (рис. 11).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проанализированы предельные характеристики детекторов, обусловленные процессами переноса фотонов и электронов высоких энергий в материале детекторов. При сопоставлении с экспериментальными данными показано удовлетворительное согласие расчета с экспериментом. Показано, что процессы переноса энергии будут существенно влиять на форму функции отклика детектора и ограничивать пространственное разрешение координатно-чувствительных детекторов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Doster J.M., Gardner R.P.* The Complete Spectral Response for EXDRF Systems – Calculation by Monte Carlo and Analysis Application // *X-Ray Spectrometry*. 1982. V. 11, N 4. P. 173–180.
2. *He T., Gardner R.P., Verghese K.* An Improved Si(Li) Detector Response Function // *Nucl. Instr. Methods A*. 1990. V. 299. P. 354–362.
3. *Van Dyck P., Torok S., Van Grieken R.* Monte Carlo Simulation of Backscattered Peaks in Secondary Target Energy-Dispersive X-Ray Spectra // *X-Ray Spectrometry*. 1986. V. 15. P. 231–238.
4. *Janssens K., Vincze L., Van Espen P. et al.* Monte Carlo Simulation of Conventional and Synchrotron Energy-Dispersive X-Ray Spectrometers // *X-Ray Spectrometry*. 1993. V. 22. P. 234–243.
5. *Fernandez J.E., Hubbell J.H., Hanson A.L. et al.* Polarization Effect of Multiple Scattering Gamma Transport // *Radiation Physics and Chemistry*. 1993. V. 41. P. 579–630.
6. *Fernandez J.E.* Rayleigh and Compton Scattering Contributions to X-Ray Fluorescence Intensity // *X-Ray Spectrometry*. 1992. V. 21. P. 57–68.
7. *Keith H.D., Loomis T.C.* Calibration and Use of a Lithium Drifted Silicon Detector for Accurate Analysis of X-Ray Spectra // *X-Ray Spectrometry*. 1976. V. 5. P. 93–103.
8. *Жуковский А.Н., Пшеничный Г.А., Мейер А.В.* Высокочувствительный рентгенофлуоресцентный анализ с полупроводниковыми детекторами. М.: Энергоатомиздат, 1991. 160 с.
9. *Lowe B.G.* An Analytical Description of Low-Energy X-Ray Spectra in Si(Li) and HPGe Detectors // *Nucl. Instr. Meth. In Phys. Res. A*. 2000. V. 439. P. 247–261.
10. *Papp T., Campbell J.L.* Size and Origin of the Escape Peak in Various Si(Li) Detectors // *X-Ray Spectrometry*. 2001. V. 30. P. 77–82.
11. *Papp T.* On the Response Function of Solid-State Detectors, Based on Energetic Electron Transport Processes // *X-Ray Spectrometry*. 2003. V. 32. P. 458–469.
12. *Scholze F., Procop M.* Modeling the Response Function of Energy Dispersive X-Ray Spectrometers with Silicon Detectors // *X-Ray Spectrometry*. 2009. V. 38. P. 312–321.
13. *Nelsen J.A., McMorro D.* Elements of Modern X-Ray Physics. Wiley, 2001. 318 p.
14. *Vincze U.L., Janssens K., Vekemans B., et al.* Monte Carlo Simulation of X-Ray Fluorescence Spectra: part 4. Photon Scattering at High X-Ray Energies // *Spectrochimica Acta B*. 1999. V. 54. P. 1711–1722.
15. *Портной А.Ю., Павлинский Г.В., Духанин А.Ю.* Формирование аналитического сигнала и фона в флуоресцентном рентгенорадиометрическом анализе при использовании радиоактивного источника ²⁴¹Am и Si(Li) детектора // *Журнал аналитической химии*. 2004. Т. 59. С. 1171–1180.
16. *Портной А.Ю., Павлинский Г.В., Горбунов М.С.* Об оптимизации соотношения аналитический сигнал / фон в энергодисперсионном рентгенофлуоресцентном анализе // *Журнал аналитической химии*. 2009. Т. 64. С. 511–520.
17. *Tinh T.P., Leroux J.* New Basic Empirical Equation for Computing of X-Ray Mass Attenuation Coefficients // *X-Ray Spectrometry*. 1979. V. 9. P. 85–91.
18. *Bambynek W., Crasemann B., Fink R.W., et al.* X-Ray Fluorescence Yields, Auger and Coster-Kronig Transition Probabilities // *Reviews of modern physics*. 1972. V. 44. P. 716–813.

19. *Hubbell J.H., Veigele Wm.J., Braggs E.A., et al.* Atomic Form Factors, Incoherent Scattering Functions, and Photon Scattering Cross Sections // *J. Phys. Chem. Ref. Data.* 1975. V. 4. P. 471–538.
20. *Бахтияров А.В.* Рентгеноспектральный флуоресцентный анализ в геологии и геохимии. Л.: Недра, 1985. 144 с.
21. *Bethe H.A., Maximon L.C.* Theory of Bramsstrahlung and Pair Production. I. Differential Cross-Section // *Phys. Rev.* 1954. V. 93. P. 768–784.
22. *Øverbø I., Mork K.J., Olsen H.A.* Exact Calculation of Pair Production // *Phys. Rev.* 1968. V. 175. P. 1978–1981.
23. *Hubbell J.H.* Review of Photon Interaction Cross Section Data in the Medical and Biological Context // *Phys. Med. Biol.* 1999. V. 44. P. R1–R22.
24. *Рид С.* Электронно-зондовый микроанализ. М.: Мир, 1979. 423 с.
25. *Коляда В.М., Зайченко А.К., Дмитриенко Р.В.* Рентгеноспектральный анализ с ионным возбуждением. М.: Атомиздат, 1978. 248 с.
26. *Горнов М.Г., Гуров Ю.В., Осипенко Б.П. и др.* Планарные детекторы из особо чистого германия // *Приборы и техника эксперимента.* 1990. № 4. С. 83–85.
27. *Власик К.Ф., Грачев В.М., Дмитриенко В.В. и др.* Методика автоматической обработки информации с гамма спектрометра на основе сжатого ксенона // *Приборы и техника эксперимента.* 2000. № 6. С. 5–10.
28. *Арефьев В.А., Бугров В.П., Давиденко Н.И. и др.* Позиционно чувствительный гамма спектрометр // *Приборы и техника эксперимента.* 1990. № 3. С. 20–24.

Иркутский государственный университет путей сообщения

Материал поступил в редакцию 5.08.2009.

AN ESTIMATION METHOD OF ENERGETIC AND SPATIAL PARAMETERS OF X-RAY AND GAMMA DETECTORS

A. Yu. Portnoy

Irkutsk State University of Transport

A mathematical model for the energy dispersive x-ray and low energy gamma detector is proposed, which is based on the analysis of the radiation and high energy electron transport in a detector. This model allows to estimate detector response function parameters. Using Monte Carlo method, probabilities of the photon registration in different parts of the detector response function were determined. The results obtained by this model are compared with experimental data within the energy range up to 2 MeV. Estimation of the limited spatial resolution due the processes of photon scattering and paths of electron deceleration was made.

Keywords: detector response function, spatial resolution of detector, detecting of x-ray and gamma rays