

Численное моделирование пространственного распределения фотонов вторичного излучения

А. С. Лелюхин, Д. А. Муслимов

В работе решается прикладная задача расчета профилей полей вторичного излучения, возбуждаемого в элементах конструкции линейного многоканального детектора, протяженного вдоль линии распространения первичного излучения. Приведен анализ влияния вторичного излучения на форму экспериментально регистрируемых абсорбционных кривых. Сделана постановка задачи и предложена методика моделирования, учитывающая взаимодействие со связанными электронами атомов. Выполнен численный расчет и выявлены закономерности формирования профилей полей вторичного излучения, обусловленные условиями возбуждения первичного излучения, физическими свойствами рассеивающей среды и размерами области облучения. Экспериментально показано, что в плоскости регистрации, непосредственно примыкающей к рассеивающему фантому, поля вторичного излучения имеют градиентную структуру.

Ключевые слова: регистрация фотонного излучения, поле вторичного излучения, метод статистического моделирования.

Ссылка: Лелюхин А. С., Муслимов Д. А. // Успехи прикладной физики. 2020. Т. 8. № 3. С. 208.

Reference: A. S. Lelyukhin and D. A. Muslimov, Usp. Prikl. Fiz. **8** (3), 208 (2020).

Введение

Взаимодействие фотонного излучения со средой распространения сопровождается формированием полей вторичного излучения. Пространственное распределение вторичных фотонов определяется спектральным составом первичного пучка, наличием градиентов плотности и неомогенным характером облучаемого пространства.

Возбуждение вторичного излучения в элементах конструкции систем детектирования и окружающем пространстве может приводить к существенному искажению результатов измерений и должно учитываться. С другой сторо-

ны, форму профиля полей вторичного излучения можно связать со свойствами первичного пучка и поставить задачи установления режимов генерации [1] и восстановления спектров излучения [2].

Анализ полей вторичного излучения может быть выполнен экспериментально. Однако проще провести его, используя возможности численного моделирования. Практическая цель работы заключалась в оценке влияния вторичного излучения на форму абсорбционных кривых, регистрируемых с помощью линейного многоканального GaAs-детектора.

Анализ проблемы

Формализованная схема, приведенная на рис. 1, качественно отражает процесс регистрации абсорбционных кривых, более детально описанный в [3].

Облучение проникающим излучением линейного многоканального GaAs-детектора, протяженного вдоль направления первичного

Лелюхин Александр Сергеевич, доцент, к.т.н.
Муслимов Дмитрий Алексеевич, доцент, к.т.н.
E-mail: alex-ray@inbox.ru
Оренбургский государственный университет.
Россия, 460018, г. Оренбург, просп. Победы, 13.

Статья поступила в редакцию 20 мая 2020 г.

© Лелюхин А. С., Муслимов Д. А., 2020

пучка излучения, вызывает ионизацию активной области детектора, собираемую распределенной системой электродов. Ограничивая поле облучения коллиматорами, можно существенно влиять на аддитивную составляющую полезного сигнала, обусловленную возбуждением вторичного излучения. На рис. 2 приведены эмпирические кривые, полученные в пучке рентгеновского излучения при напряжении генерации 70 кВ (полная фильтрация 2 мм в алюминиевом эквиваленте).

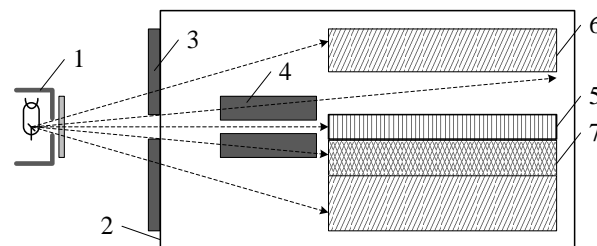


Рис. 1. Схема регистрации абсорбционных кривых (1 – рентгеновский излучатель; 2 – блок детектирования; 3 – внешний коллиматор; 4 – внутренний коллиматор; 5 – GaAs-детектор (активная область); 6 – элементы конструкции блока детектирования; 7 – элементы конструкции детектора).

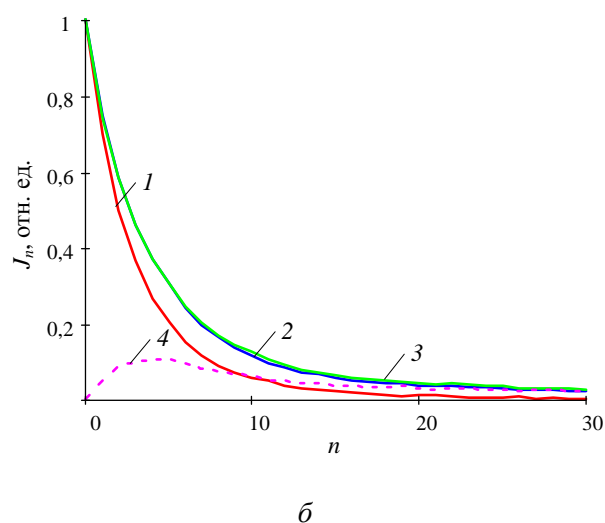
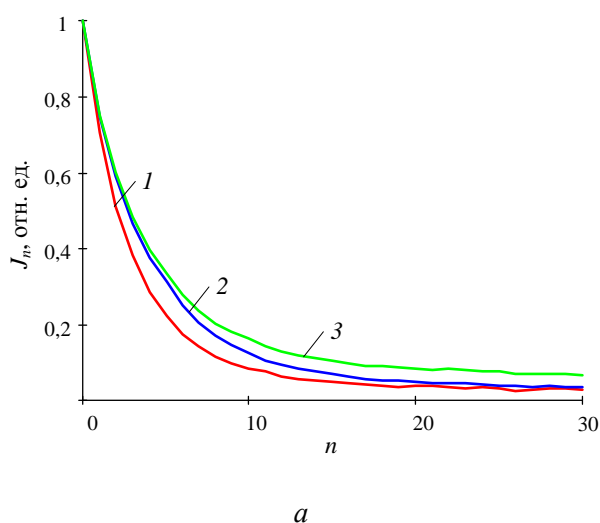


Рис. 2. Абсорбционные кривые (а – первичные данные, где J_n – относительный уровень яркостного сигнала, зарегистрированного в канале детектирования с номером n , ширина канала 200 мкм; б – результат вычитания фона).

Кривая 1 зарегистрирована с установленными внешним и внутренним коллиматорами; кривая 2 – только с внешним коллиматором; кривая 3 – без дополнительных коллиматоров. Различный характер абсорбционных кривых, сформированных в пучках излучения одного качества, подтверждает тезис о влиянии вторичного излучения. После вычитания фона, определенного как средняя величина сигнала в каналах детектирования, расположенных за пределами глубины проникновения излучения в линейный детектор, кривые 2 и 3 сходятся (см. рис. 2, б), что говорит об идентичной природе фоновой составляющей для этих условий экспозиции. Однако кривая 1 по-прежнему уклоняется. Причем разностная кривая 4, полученная вычитанием кривых 1 и 2, имеет характерный максимум (форма разно-

стной кривой сохраняется и при сопоставлении абсолютных значений). Представленные результаты можно интерпретировать следующим образом. В отсутствие коллиматоров в поле облучения попадают массивные элементы конструкции блока детектирования, распределенные в пространстве на удалении от активной области детектора. В результате формируется квазиизотропное поле вторичного излучения, дающее равномерную аддитивную составляющую сигнала. Внешний коллиматор ограничивает поле облучения областью, непосредственно примыкающей к GaAs-детектору. В этой области формируется поле вторичного излучения, обуславливающее неравномерную аддитивную составляющую сигнала. Совместное действие внутреннего и внешнего коллиматоров исключает возбуждение полей

вторичного излучения в элементах конструкции системы детектирования.

Постановка задачи моделирования

Исходя из положения о возникновении неравномерной аддитивной составляющей сигнала в результате облучения области пространства, примыкающей к GaAs-детектору, сделаем постановку задачи моделирования (см. рис. 3).

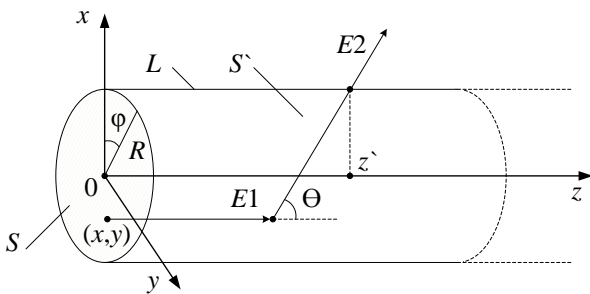


Рис. 3. Схема к постановке задачи моделирования.

Пусть в лабораторной системе координат (ЛСК) в плоскости (xOy) расположен направленный источник рентгеновского излучения в форме круга площадью S . Все пространство справа от источника, опирающееся на поверхность S , заполнено изотропной средой плотностью ρ ($\text{г}/\text{см}^3$), характеризуемой эффективным атомным номером Z_{eff} . За пределами этого пространства находится абсолютно поглощающая среда. Фотоны первичного пучка $E1$ возбуждаются в плоскости источника в точках с координатами (x, y) , равномерно распределенных по поверхности S , и распространяются вдоль положительного направления оси Z , выходя из пучка в результате фотоэлектрического поглощения или рассеяния. Рассеянные фотоны $E2$ вылетают под углом Θ к направлению распространения первичных фотонов, испытывают взаимодействие со средой распространения и могут покинуть область пространства, ограниченную цилиндрической поверхностью S' . Совокупность координат вылета z' задает форму искомого профиля поля вторичного излучения по числу событий вдоль образующей цилиндрической поверхности L .

Методика моделирования

Учитывая вероятностный характер взаимодействия излучения со средой распространения, задача нахождения профиля поля вторичного излучения может быть решена методом статистического моделирования.

В качестве среды распространения излучения будем рассматривать среды с относительно малыми эффективными атомными номерами $Z_{\text{eff}} < 22$. Это позволит не учитывать возбуждение флуоресцентного излучения при фотопоглощении (флуоресцентный выход менее 20 %, энергия фотонов менее 5 кэВ). Спектральный состав фотонов первичного пучка излучения выберем эквивалентным спектру излучения рентгеновской трубки с вольфрамовым анодом для потенциалов возбуждения от 70 до 150 кВ и полной фильтрации 2 мм алюминия (режимы, типичные для работы диагностических рентгеновских трубок). При принятых условиях ослабление первичного пучка излучения идет по трем каналам: фотопоглощение; когерентное рассеяние и некогерентное рассеяние.

Вероятность реализации конкретного механизма взаимодействия зависит от энергии фотонов E и определяется отношением соответствующих коэффициентов взаимодействия:

$$P_{ph}(E) = \frac{\mu_{ph}(E)}{\mu_{tot}(E)}; \quad P_{coh}(E) = \frac{\mu_{coh}(E)}{\mu_{tot}(E)};$$

$$P_{inc}(E) = \frac{\mu_{inc}(E)}{\mu_{tot}(E)},$$

где $\mu_{ph}(E)$, $\mu_{coh}(E)$, $\mu_{inc}(E)$ – массовые коэффициент фотоэлектрического поглощения ($\text{см}^2/\text{г}$), когерентного рассеяния ($\text{см}^2/\text{г}$) и некогерентного рассеяния ($\text{см}^2/\text{г}$) соответственно; $\mu_{tot}(E)$ – полный массовый коэффициент ослабления ($\text{см}^2/\text{г}$).

Для задания коэффициентов взаимодействия в работе использовались табулированные данные сервиса XCOM [4]. Путем сплайн интерполяции для ряда материалов коэффициенты взаимодействия были определены как функции энергии фотонов. При этом учитывались скачки поглощения на L и K оболочках.

Формирование профиля поля вторичного излучения вдоль образующей цилиндрического рассеивающего тела заключается в разыгрывании траекторий распространения фотонов первичного и вторичного излучений в

среде распространения.

Первичный пучок задается в виде множества значений энергий $E1_k$, распределенных в соответствии с модифицированной формулой Крамерса, учитывающей возбуждение характеристического излучения материала анода [5, 6]. Для обеспечения необходимой статистической точности массив энергий должен содержать не менее 10^6 элементов. Разыгрывание энергий выполняется методом отбора [7]. С целью ускорения расчета спектры излучения формируются предварительно и записываются в отдельные файлы, подгружаемые в основной исполняемый модуль.

Для каждого первичного фотона начальная точка траектории лежит в плоскости источника ($z = 0$). Между последовательными актами взаимодействия фотоны движутся прямолинейно. Длина пробега фотонов и координаты (x, y) разыгрываются методом обратных функций [7]. Задача нахождения координат конечных точек траекторий первичных фотонов приводит к моделирующим формулам

$$x = R\sqrt{\gamma_1} \cos(2\pi\gamma_2); \quad y = R\sqrt{\gamma_1} \sin(2\pi\gamma_2);$$

$$z = -\left(\frac{\ln(\gamma_3)}{\mu_{tot}(E)\rho}\right),$$

где γ_i – случайное число на интервале (0,1).

Для каждой конечной точки траектории разыгрывается тип взаимодействия. Если случайное число $\gamma_4 < \frac{\mu_{ph}(E)}{\mu_{tot}(E)}$, то происходит фотопоглощение; если $\frac{\mu_{ph}(E)}{\mu_{tot}(E)} \leq \gamma_4 < \frac{\mu_{ph}(E)}{\mu_{tot}(E)} + \frac{\mu_{coh}(E)}{\mu_{tot}(E)}$, фотон испытывает когерентное

рассеяние; если $\frac{\mu_{ph}(E)}{\mu_{tot}(E)} + \frac{\mu_{coh}(E)}{\mu_{tot}(E)} \leq \gamma_4$, происходит некогерентное рассеяние.

В случае фотопоглощения траектория обрывается. При рассеянии рассчитываются углы вылета и энергия вторичного фотона. Затем определяется пробег и выполняется проверка координат на принадлежность области S' . Последовательные траектории рассчитываются до тех пор, пока не произойдет фотопоглощение или вылет за пределы S' . Далее из

массива энергий случайным образом выбирается энергия следующего фотона, и процесс повторяется.

Если фотон покидает область S' , то координата вылета z' запоминается. Совокупность координат z' группируется в соответствии с выбранной координатной сеткой (ширина пространственного интервала в работе задавалась равной ширине канала детектирования, составляющего 200 мкм для линейного детектора и 20 мкм – для полноформатного).

Углы рассеяния разыгрываются методом отбора. Для моделирования используются функции плотности вероятности когерентного и некогерентного рассеяния, учитывающие изменения угловых распределений рассеянных фотонов, обусловленные влиянием связанных атомных электронов [8]:

$$f(\cos\theta, E, Z) = (1 + \cos^2\theta)F_{RFF}(\cos\theta, E, Z)^2;$$

$$f_{inc}(\cos\theta, E, Z) = \frac{1 + \cos^2\theta}{\left[1 + \frac{E}{E_e} 1 - \cos\theta\right]^2} \times$$

$$\times \left[1 + \frac{\frac{E}{E_e} 1 - \cos\theta^2}{1 + \cos^2\theta \cdot \left[1 + \frac{E}{E_e} 1 - \cos\theta\right]}\right] \times$$

$$\times H_{ISF}(\cos\theta, E, Z),$$

где $F_{RFF}(\cos\theta, E, Z)$ – релятивистский атомный форм-фактор; $H_{ISF}(\cos\theta, E, Z)$ – функция некогерентного рассеяния; $E_e = m_e c^2$ – энергия покоя электрона. Функции $F_{RFF}(\cos\theta, E, Z)$ и $H_{ISF}(\cos\theta, E, Z)$ были определены для ряда материалов с атомными номерами Z по табулированным данным, приведенным в работах [9] и [10] соответственно.

При когерентном рассеянии энергия фотонов не изменяется, а при некогерентном – рассчитывается по формуле [6]

$$E2 = \frac{E1}{1 + \frac{E1}{E_e} 1 - \cos(\theta)}.$$

Для вторичных событий углы вылета рассчитываются по отношению к направлению

распространения вторичного фотона и должны быть соотнесены с исходной системой координат. Компоненты вектора распространения рассеянного фотона могут быть найдены по формулам [7]

$$\begin{aligned}\sin \theta' \cos \varphi' &= \cos \varphi \cos \theta \sin \psi \cos \chi + \\ &+ \cos \varphi \sin \theta \cos \psi - \sin \varphi \sin \psi \sin \chi; \\ \sin \theta' \sin \varphi' &= \sin \varphi \cos \theta \sin \psi \cos \chi + \\ &+ \sin \varphi \sin \theta \cos \psi + \cos \varphi \sin \psi \sin \chi; \\ \cos \theta' &= -\sin \theta \sin \psi \cos \chi + \cos \theta \cos \psi,\end{aligned}$$

где θ' и φ' – полярный и азимутальный углы вылета вторичного фотона в ЛСК; θ и φ – углы распространения первичного фотона в ЛСК; ψ и χ – углы вылета вторичного фотона в системе координат, связанной с направлением его распространения.

Профиль поля, заданный координатами вылета вторичных фотонов, можно интерпретировать как пространственное распределение, определяющее плотность потока фотонов (N , см⁻² с⁻¹) в каждом канале регистрации. Такое представление соответствует квазисчетному режиму работы GaAs-детектора [11], когда отдельные фотоны в среднем не различимы, а сигнал пропорционален числу регистрируемых частиц. В непрерывном режиме работы, профиль поля будет определяться плотностью потока энергии (I , кэВ см⁻² с⁻¹), переносимой фотонами. Очевидно, что переход от плотности потока частиц к плотности потока энергии, осуществляется переходом от суммирования событий к суммированию энергий фотонов. Итоговые распределения при этом будут различаться. Поэтому необходимо отдельно оговаривать особенности работы детектора. Форма экспериментально регистрируемых профилей полей вторичного излучения будет также зависеть от эффективности регистрации детектора, что должно учитываться при сопоставлении результатов моделирования и эксперимента.

Результаты моделирования и эксперимента

На основе изложенной методики моделирования был создан программный модуль для имитации процессов формирования профилей полей вторичного излучения. В результате

появилась возможность оценить влияние полей вторичного излучения на экспериментально-регистрируемые абсорбционные кривые в зависимости от условий возбуждения первичного излучения и свойств рассеивающей среды.

В реальной системе активная область GaAs-детектора поддерживается ситалловой пластиной, толщиной 0,6 мм. Результаты моделирования для этого случая при напряжениях генерации первичного пучка 70, 110 и 150 кВ (полная фильтрация 2 мм в алюминиевом эквиваленте) приведены на рис. 4.

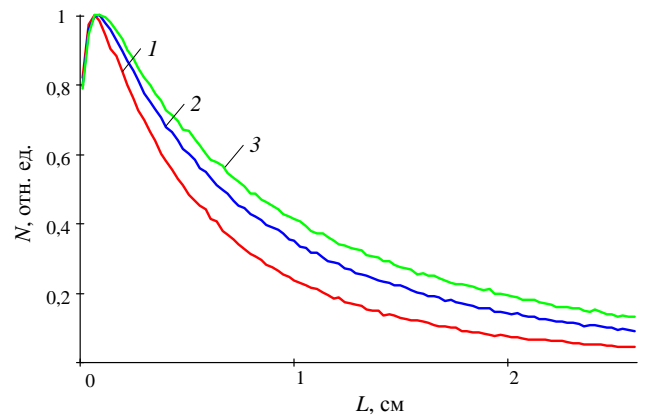


Рис. 4. Профили поля вторичного излучения, возбуждаемого в ситалловой пластине (N – приведенная плотность потока фотонов вдоль образующей L рассеивающего тела; 1 – при напряжении генерации 70 кВ; 2 – 110 кВ; 3 – 150 кВ).

Форма полученных профилей согласуется с анализом экспериментальных результатов, проведенным в первой части работы. Интенсивность полей вторичного излучения достигает наибольшего значения для некоторой глубины проникновения первичного излучения в материал рассеивающей пластины и затем плавно спадает. Так, при выбранных условиях расчета, положение максимумов профилей полей вторичного излучения соответствует максимуму разностной кривой, приведенной на рис. 2.

Используя результаты моделирования, можно предложить практические решения, снижающие влияние вторичного излучения. В частности, видно, что положение максимума профиля поля вторичного излучения слабо зависит от проникающей способности первичного излучения. Это подсказывает простое решение – выдвинуть поддерживающую пла-

стину вперед так, чтобы активная область детектора попадала на плавно спадающий участок профиля поля вторичного излучения.

В целом, результаты моделирования показали, что с увеличением напряжения возбуждения и полной фильтрации максимум профиля поля вторичного излучения сдвигается в сторону распространения первичного излучения и становится менее выраженным. Увеличение атомного номера рассеивающей среды, при неизменных условиях возбуждения излучения, приводит к смещению максимума в обратном направлении и обостряет его. При изменении поперечных размеров рассеивающего тела положение максимума сохраняется, но форма профиля поля меняется. С увеличением облучаемой области максимум размывается. Начиная с некоторого момента, профиль поля перестает зависеть от размеров рассеивающего тела, и поле вторичного излучения становится квазиизотропным.

Для оценки достоверности результатов моделирования выполнялось сравнение расчетных и экспериментальных профилей полей вторичного излучения.

Экспериментальные профили были получены с помощью радиографического датчика *RX2 HP* (*CSN Industrie*, Италия), обеспечивающего регистрацию рентгеновского излучения с поверхности размером 30×20 мм, на которую приходится 1500×1000 каналов регистрации. В качестве конвертора излучения в устройстве используется кристаллический сцинтиллятор с игольчатой структурой на основе *CsI(Tl)*.

Активная поверхность датчика накрывалась составным фантомом, содержащим три примыкающие друг к другу области в форме прямоугольных параллелепипедов размером 10×10×20 мм, выполненных соответственно из титана (Ti 0,995), алюминия (Al 0,999) и графита (C 0,999). Между элементами фантома прокладывались свинцовые пластины толщиной 1,5 мм. Внешние поверхности фантома, не обращенные к датчику и рентгеновскому излучателю, также укрывались свинцом.

Рентгеновский пучок коллимировался по торцевой поверхности составного фантома так, чтобы излучение падало перпендикулярно поверхностям рассеивающих тел, а датчик на-

ходился вне поля первичного излучения (рис. 5).

В момент экспозиции в фантоме возбуждаются поля вторичного излучения одновременно в трех областях, заполненных разными материалами. На рис. 6 приведены исходное полутоновое изображение, зарегистрированное при напряжении генерации 110 кВ и полной фильтрации 2 мм в алюминиевом эквиваленте, и его «цветная» копия (первичное излучение падает слева направо в плоскости рисунка). Во втором случае градиентная структура поля вторичного излучения в плоскости входного окна детектора выявляется отчетливо.

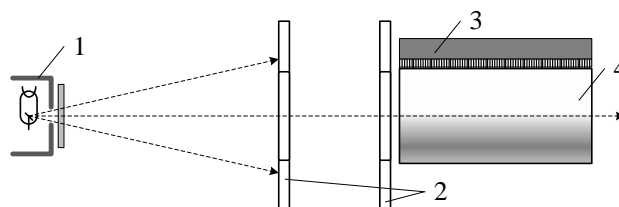


Рис. 5. Схема регистрации полей вторичного излучения (1 – рентгеновский излучатель; 2 – коллиматор; 3 – датчик *RX2 HP*; 4 – составной фантом).

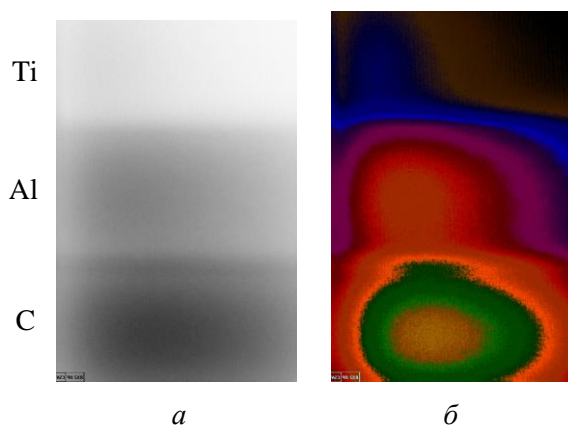


Рис. 6. Поля вторичного излучения, зарегистрированные датчиком *RX2 HP* (а – исходное изображение; б – изображение после обработки).

Распределение яркостного сигнала вдоль прямой, проведенной параллельно короткой стороне изображения, соответствует профилю поля вторичного излучения вдоль линии распространения первичного излучения. При смещении по вертикали в пределах одной области абсолютные значения яркостного сигнала изменяются, достигая максимума в сред-

ней части области, но форма профиля при этом сохраняется.

Экспериментальные и расчетные профили, полученные при аналогичных условиях возбуждения первичного излучения, приведены на рис. 7 (кривая 1 соответствует фантому из титана, 2 – из алюминия, 3 – из графита). Расчет выполнен для рассеивающих фантомов радиусом 5 мм.

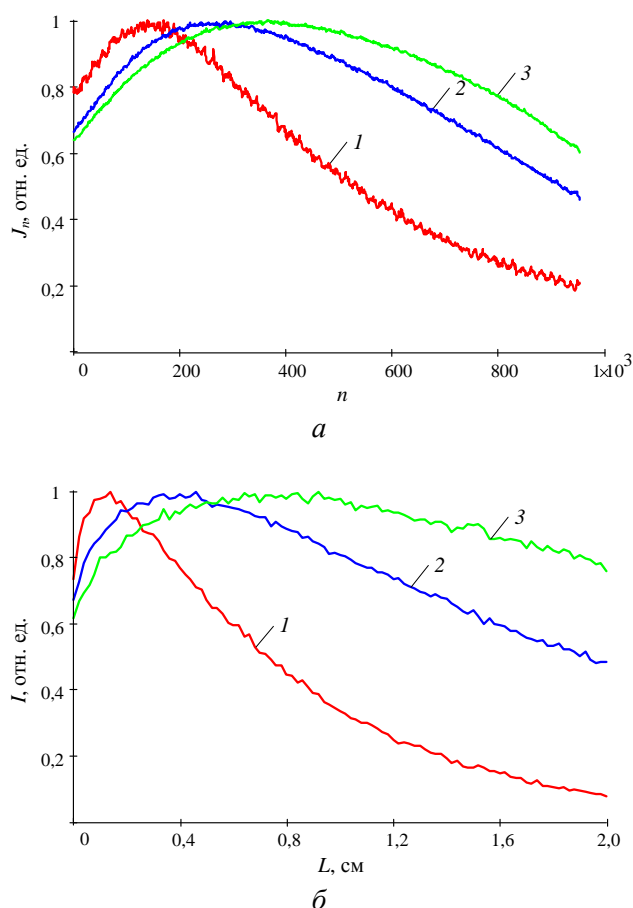


Рис. 7. Профили полей вторичного излучения (а – данные эксперимента, где J_n – приведенный уровень яркостного сигнала, зарегистрированного в канале детектирования с номером n , ширина канала 20 мкм; б – данные моделирования, где I – приведенная плотность потока энергии вдоль образующей L рассеивающего тела).

Видно качественное согласие результатов. Для повышения достоверности расчетов в модели необходимо учитывать эффективность регистрации детектора, являющуюся функцией энергии фотонов. По мере распространения первичного излучения в рассеивающем фантоме увеличивается доля фотонов больших энергий, что приводит к увеличению доли фотонов больших энергий и в поле вторично-

го излучения. Очевидно, расхождения будут тем больше, чем выше атомный номер среды распространения. Отличие профилей полей обуславливается также разной геометрией рассеивающих фантомов в эксперименте и в модели.

Заключение

Регистрация фотонного излучения всегда сопровождается возбуждением вторичного излучения, искажающего результаты измерений. Предложенная в работе методика моделирования позволяет рассчитывать профили полей вторичного излучения, исследовать закономерности их формирования и анализировать различные варианты ограничения их влияния.

В результате вычислительного эксперимента установлено, что при нормальном падении излучения на поверхность основания цилиндрического рассеивающего тела, профиль поля вторичного излучения вдоль его образующей имеет несимметричную форму с характерным максимумом. Форма профиля зависит от проникающей способности первичного излучения и размеров области облучения. Было показано, что трансформация абсорбционных кривых, регистрируемых линейным GaAs-детектором, вызвана полем вторичного излучения, возбуждаемым в ситалловой пластине, поддерживающей активную область детектора. Достоверность результатов моделирования подтверждается экспериментальными данными о пространственном распределении вторичного излучения в плоскости регистрации радиографического датчика.

В работе решена прямая задача определения формы профиля поля вторичного излучения при заданных параметрах рассеивающего тела в зависимости от условий возбуждения излучения. Разработанный программный модуль можно использовать при решении обратной задачи нахождения условий возбуждения и спектрального состава первичного излучения по форме экспериментально регистрируемых профилей полей вторичного излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лелюхин А. С. // Медицинская техника. 2019. № 2. С. 32.
2. Mainardi R. T., Barrea R. A. // Nucl. Instrum.

Meth. Phys. Res. A. 1989. Vol. 280. № 2–3. P. 387.

3. Лелюхин А. С., Пискарьёва Т. И., Корнев Е. А. // Прикладная физика. 2018. № 2. С. 90.

4. Berger M. J., Hubbell J. H., Seltzer S. M., Chang J., Coursey J. S., Sukumar R., Zucker D. S., Olsen K. (2010), *XCOM: Photon Cross Section Database* (version 1.5). [Online] Available: <http://physics.nist.gov/xcom> [2020, April 23]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD.

5. Жутяев С. Г., Смелик Г. И., Мишкинис А. Б., Мишкинис Б. Я., Чикирдин Э. Г. // Медицинская техника. 2001. № 4. С. 3.

6. Павлинский Г. В. Основы физики рентгеновского излучения. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2007.

7. Соболевский Н. М. Метод Монте-Карло в задачах о взаимодействии частиц с веществом. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2017.

8. Подоляко С. В., Лукьянова Е. Г. // Препринты ИПМ им. М. В. Келдыша. 2004. № 6. С. 1.

9. Hubbell J. H., Øverbø I. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1979. Vol. 8. № 1. P. 69.

10. Hubbell J. H., Veigele Wm. J., Briggs E. A., Brown R. T., Cromer D. T., Howenon R. J. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1975. Vol. 4. № 3. P. 471.

11. Толбанов О. П. // Вестник Томского государственного университета. 2005. № 285. С. 155.

PACS: 78.70.Ck

Numerical modeling of the spatial distribution of secondary radiation photons

A. S. Lelyukhin and D. A. Muslimov

Orenburg State University
13 Pobedy Ave., Orenburg, 460018, Russia

Received May 20, 2020

The applied problem of calculating the profiles of the fields of secondary radiation excited in the structural elements of a linear multi-channel detector, extended along the propagation line of primary radiation, is solved. An analysis is made of the effect of secondary radiation on the shape of experimentally recorded absorption curves. The problem statement is made and a modeling technique is proposed that takes into account the interaction with the bound electrons of atoms. A numerical calculation is performed and the principles of the formation of secondary radiation field profiles are determined depending on the conditions of primary radiation excitation, the physical properties of the scattering phantom, and the size of the irradiation region. It has been shown experimentally that in the registration plane directly adjacent to the scattering phantom, the secondary radiation fields have a gradient structure.

Keywords: registration of photon radiation; secondary radiation field; statistical modeling methods.

REFERENCES

1. A. S. Lelyukhin, Biomedical Engineering. **53** (2), 121 (2019).

2. R. T. Mainardi and R. A. Barrea, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. **280** (2–3), 387 (1989).

3. S. Lelyukhin, T. I. Piskaryova, and E. A. Kornev, Appl. Phys., No. 2, 90 (2018).

4. M. J. Berger, J. H. Hubbell, S. M. Seltzer, J. Chang, J. S. Coursey, R. Sukumar, D. S. Zucker, and K. Olsen, (2010), *XCOM: Photon Cross Section Database* (version 1.5). [Online] Available: <http://physics.nist.gov/xcom> [2020, April 23]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD.

5. S. G. Zhutyayev, G. I. Zhutyayev, A. B. Mishkinis, B.

Y. Mishkinis, and E. G. Chikirdin, Biomedical Engineering **35** (4), 177 (2001).

6. G. V. Pavlinsky, *Fundamentals of X-ray Physics* (Fizmatlit, Moscow, 2007) [in Russian].

7. N. M. Sobolevsky, *Monte Carlo method in problems on the interaction of particles with matter* (Fizmatlit, Moscow, 2017) [in Russian].

8. S. V. Podolyako and E. G. Lukyanova, Preprinty IPM im. M. V. Keldysha. No. 6, 1 (2004).

9. J. H. Hubbell and I. Øverbø, J. Phys. Chem. Ref. Data. **8** (1), 69 (1979).

10. J. H. Hubbell, Wm. J. Veigele, E. A. Briggs, R. T. Brown, D. T. Cromer, and R. J. Howenon, J. Phys. Chem.

Ref. Data. **4** (3), 471 (1975).

11. O. P. Tolbanov, Vestnik Tomskogo gosudarstvennogo universiteta, No. 285, 155 (2005).

