

УДК 539.12.172

## Алгоритм моделирования комптоновского рассеяния в методе Монте-Карло с учетом поляризации гамма-квантов

КУЧИН Н. Л., ПОПКОВ К. Р., ТРОФИМОВ И. Н.

Решение задач переноса  $\gamma$ -излучения в веществе методом Монте-Карло связано с многократным моделированием комптоновского рассеяния. Обычно в расчетах переноса  $\gamma$ -квантов комптоновское рассеяние учитывается введением дифференциального сечения этого процесса в предположении отсутствия поляризации. Однако, как известно [1], истинный процесс рассеяния приводит к частичной поляризации  $\gamma$ -квантов, даже если до этого они не были поляризованы. Учет этого эффекта делает последовательные рассеяния неслучайными по азимутальному углу рассеяния, что важно в задачах по переносу  $\gamma$ -излучения, связанных с отражением  $\gamma$ -квантов от поверхностей конструкций теневых и лабиринтных защит.

Для описания поляризации  $\gamma$ -кванта помимо обычных декартовых координат  $XYZ$  используют координаты, связанные с направлением движения кванта —  $l, m, n$ ; направление оси  $n$  выбирается по направлению движения кванта, ось  $m$  лежит в плоскости  $XOY$ , а ось  $l$  лежит в одной плоскости с осью  $OZ$  и направлена вверх под углом  $\theta$  к данной оси.

Степень поляризации удобно описывать параметрами Стокса  $\xi_1, \xi_2, \xi_3$  [1], причем параметр  $\xi_3$  характеризует степень линейной поляризации относительно осей  $l$  и  $m$ , параметр  $\xi_1$  — степень линейной поляризации вдоль направлений, составляющих угол  $45^\circ$  по отношению к осям  $l$  и  $m$ , параметр  $\xi_2$  — степень круговой поляризации. Пределы изменения параметров  $\xi_1, \xi_2, \xi_3$  от  $-1$  до  $+1$ .

При повороте координат  $l, m, n$  на угол  $\varphi$ , необходимо, например, для привязки к плоскости рассеяния, параметры поляризации пересчитываются [2] по формулам

$$\begin{aligned} \xi_1(\varphi) &= \xi_1 \cos 2\varphi - \xi_3 \sin 2\varphi; \\ \xi_2(\varphi) &= \xi_2; \\ \xi_3(\varphi) &= \xi_1 \sin 2\varphi + \xi_3 \cos 2\varphi. \end{aligned} \quad (1)$$

Зависимость сечения рассеяния поляризованных  $\gamma$ -квантов неполяризованным электроном в плоскости рассеяния от параметров поляризации рассеянного  $\gamma$ -кванта в соответствии с [1] выражается формулой

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{r_0^2}{4} \left( \frac{E'}{E} \right)^2 \{ F_0 + F_3 (\xi_3 + \xi'_3) + F_{11} \xi_1 \xi'_1 + \\ &+ F_{22} \xi_2 \xi'_2 + F_{33} \xi_3 \xi'_3 \}, \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$\left. \begin{aligned} F_0 &= \frac{E}{E'} + \frac{E'}{E} - \sin^2 \theta_0; & F_3 &= \sin^2 \theta_0; \\ F_{11} &= 2 \cos \theta_0; & F_{22} &= \left( \frac{E}{E'} + \frac{E'}{E} \right) \cos \theta_0; \\ F_{33} &= 1 + \cos^2 \theta_0. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Здесь  $\theta_0$  — угол рассеяния, т. е. угол между осями  $n$  и  $n'$ .

Сечение рассеяния, просуммированное по параметрам поляризации конечного фотона, определяется формулой

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left( \frac{E'}{E} \right) F, \quad (4)$$

где

$$F = F_0 + \xi_3(\varphi) F_3. \quad (5)$$

Зависимость сечения рассеяния от азимутального угла  $\varphi$  выражается  $\xi_3(\varphi)$  по формуле (1). Сечение рассеяния, проинтегрированное по параметрам поляризации начального фотона, переходит в формулу Клейна—Нишины — Тамма с отсутствием зависимости от  $\varphi$ , что позволяет разыгрывать угол рассеяния  $\theta_0$  и, следовательно, энергию рассеянного кванта  $E'$  в методе Монте-Карло обычным образом независимо от розыгрыша угла  $\varphi$  [3].

Азимутальный угол  $\varphi$  разыгрывается при известных  $\theta_0$  и  $E'$  по формуле (4) методом Неймана [4], в результате плоскость рассеяния становится определенной. Затем могут быть рассчитаны параметры поляризации начального фотона в плоскости рассеяния  $\xi_1(\varphi), \xi_2(\varphi), \xi_3(\varphi)$  по формулам (1) и конечного фотона в плоскости рассеяния по следующим формулам:

$$\begin{aligned} \xi'_1(\varphi') &= \frac{F_{11}}{F} \xi_1(\varphi); \\ \xi'_2(\varphi') &= \frac{F_{22}}{F} \xi_2(\varphi); \\ \xi'_3(\varphi') &= \frac{F_3 + F_{33}}{F} \xi_3(\varphi). \end{aligned} \quad (6)$$

Пересчет параметров поляризации рассеянного фотона от плоскости рассеяния к выбранной системе отсчета легко осуществить путем поворота координат отсчета поляризации на угол  $(-\varphi')$  по формулам (1), причем

$$\begin{aligned} \sin(-\varphi') &= \frac{\omega_1 \omega'_2 - \omega_2 \omega'_1}{\sin \theta \sin \theta'}; \\ \cos(-\varphi') &= \frac{\omega'_3 \cos \theta - \omega_3}{\sin \theta \sin \theta'}, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $\omega_1, \omega_2, \omega_3$  и  $\omega'_1, \omega'_2, \omega'_3$  — направляющие косинусы падающего и рассеянного фотонов;  $\theta$  и  $\theta'$  — углы между осью  $OZ$  и направлениями полета падающего и рассеянного фотонов.

При пересчете направляющих косинусов [4] наблюдается шесть особых случаев вместо двух. Дополнительные особые случаи появляются при  $\theta = 0$  (нет системы отсчета азимутального угла падающего фотона) и при  $\theta' = 0$  (нет системы отсчета азимутального угла рас-



сеянного фотона). Эти неопределенности легко устраняются, если ввести в данных особых случаях отсчет азимутального угла, например, от оси  $OX$ .

Предполагаемый алгоритм достаточно прост и отличается от алгоритма, предложенного в работе [5], большей общностью. Алгоритм реализован в программе, составленной в кодах для ЭВМ типа М-220. Метод Неймана, используемый при моделировании, имеет высокую эффективность, что обеспечивает малое время счета историй  $\gamma$ -квантов.

Поступило в Редакцию 24/III 1975 г.  
В окончательной редакции 15/IX 1975 г.

УДК 539.1.074+539.853.22:621.039.76

## Полупроводниковый радиометр-спектрометр для измерения поверхностной загрязненности альфа-радиоактивными веществами

МАНЧУК В. А., ПЕТУШКОВ А. А.

Важной задачей в контроле радиационной обстановки является измерение загрязненности  $\alpha$ -радиоактивными веществами поверхностей рабочих помещений, кожных покровов и т. п. При этом нередко задача не ограничивается измерением только удельной поверхностной активности, но и требует быстрой дифференциации активности по отдельным  $\alpha$ -радиоактивным компонентам.

В настоящей работе обсуждается возможность создания альфа-радиометра-спектрометра загрязненности рабочих поверхностей. Аналогичные детекторы в последние годы широко применяются в различных областях ядерной физики и прикладных науках, в том числе при решении задач радиационной безопасности [1, 2].

Специфика измерений степени загрязненности рабочих поверхностей требует использования датчика с относительно большой площадью чувствительной поверхности ( $\sim 100 \text{ см}^2$ ). Энергетическое разрешение отдельных кремниевых детекторов с такой площадью, как и детекторов с мозаичной структурой, при нормальной температуре недостаточно. Граница достижимой величины энергетического разрешения для неодно-

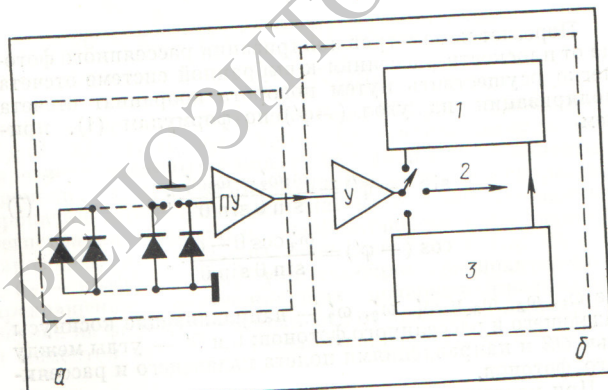
родных кремниевых детекторов может быть рассчитана из предпосылок, изложенных в работах [3, 4], по формуле

$$\Delta E_{Si} = [0,5ZA^{8/3} + 4,5E + (2,35 \frac{\omega}{e})^2 kTC]^{1/2},$$

где  $Z$ ,  $A$  и  $E$  — порядковый номер, относительная атомная масса и энергия  $\alpha$ -частицы;  $\omega$  — средняя энергия, расходуемая на образование одной пары носителей заряда в кремнии;  $e$  — заряд электрона;  $T$  — абсолютная температура;  $k$  — постоянная Больцмана;  $C$  — электрическая емкость детектора. Первое слагаемое определяет уширение линии из-за ядерных столкновений, второе — флуктуации количества образующихся пар носителей заряда, а третий член суммы отражает ухудшение разрешения за счет тепловых шумов, генерируемых в электронно-дырочном переходе детектора.

Согласно формуле, энергетическое разрешение реальной детектирующей системы с площадью чувствительной поверхности  $100 \text{ см}^2$  при удельном сопротивлении исходного материала детектора  $500 \text{ Ом}\cdot\text{см}$  и рабочем напряжении около  $50 \text{ В}$  оценивается как  $\Delta E_{Si} > 400 \text{ кэВ}$ , что явно недостаточно для идентификации естественных  $\alpha$ -радиоактивных изотопов. Однако это затруднение можно в известной мере разрешить, если использовать такую мозаичную структуру из нескольких параллельно соединенных детекторов, которая позволяет отключать один детектор от остальных для выполнения спектрометрических измерений. В таком случае достоинства мозаичной системы, обеспечивающей возможность создания датчика с требуемой площадью чувствительной поверхности ( $100 \text{ см}^2$  и выше) для эффективного поиска загрязненности, сочетаются со спектрометрическими свойствами отдельного детектора, площадь которого ( $5-8 \text{ см}^2$ ) невелика по сравнению с площадью мозаики, а энергетическое разрешение обеспечивает спектрометрию.

На основе этого принципа изготовлен макет альфа-радиометра-спектрометра загрязненности рабочих поверхностей (см. рисунок). В блоке детектирования (а) смонтированы мозаичный датчик, зарядочувствительный преобразователь ПУ и переключатель, позволяющий в случае необходимости проведения спектрометрических



Структурная схема полупроводникового радиометра-спектрометра:

1 — электромеханический счетчик; 2 — выход к многоканальному анализатору; 3 — одноканальный анализатор