

$$Q_s = \frac{1}{T^2} [\mu_{y1}^2 + \mu_{x1}^2 g + (\alpha \tau \sin \varphi)_1^2 (1+g)];$$

$$Q_x = \frac{4B^2}{T^2} (\alpha \tau \sigma'' \cos \varphi)_1^2 (1+g);$$

$$Q_\xi = \frac{1}{4} Q_s.$$

Здесь

$$\mu_{(x)} = \alpha \tau \sin \varphi \pm \alpha \tau \sigma'' \cos \varphi;$$

$$g = \left[1 + \frac{1}{2} (\alpha \tau \sin \varphi - \alpha \tau \sigma)_{oe} \right]^2;$$

$$\sigma = \sigma' \sin \varphi + \sigma'' \cos \varphi;$$

$$\alpha \tau = \frac{\pi N v U}{2V};$$
(6a)

T — период ускорения; N — кратность дрейфа (отношение T к периоду ВЧ-колебаний); v — эффективность (коэффициент протонного времени); eV — кинетическая энергия частицы. Выражения для квадрупольностей σ' и σ'' и эффективности v рогатого зазора имеют вид

$$\left. \begin{aligned} \sigma' &= 0; \\ \sigma'' &= \frac{I_0(k_1 R)}{2I_2(k_1 R)} \operatorname{tg} \psi; \\ v &= \frac{\sin \pi \alpha}{\pi \alpha I_0(k_1 R)} \cos \psi, \end{aligned} \right\} \quad (6б)$$

О некоторых закономерностях распределения γ -поля мягких излучателей

О. С. МАРЕНКОВ

УДК 539.122: 539.121.72

В экспериментальных работах [1, 2] изучалось альbedo γ -квантов изотропных источников Co^{60} и Cs^{137} , расположенных на поверхности бесконечного рассеивателя. Детектор размещался на некотором расстоянии от поверхности. При этом оказалось, что интегральная интенсивность обратно рассеянного γ -излучения экспоненциально убывает по мере удаления от источника.

В прикладной и технической физике (например, в γ — γ -методе ядерной геофизики) широкое применение находят γ -источники малых энергий с $\epsilon < m_0 c^2$. В настоящей работе теоретически изучалась зависимость интегральной интенсивности обратно рассеянного излучения (по числу квантов) от расстояния источник — детектор. Расчет проводился методом Монте-Карло для γ -источников Hg^{203} и Ce^{141} .

Предполагается, что полупространство $z \geq 0$ заполнено исследуемым рассеивателем, а полупространство $z < 0$ является вакуумом или рассматривается как абсолютный поглотитель. Точечный изотропный источник расположен в начале координат, детектор — в точке $(x, 0, 0)$. Исследуется зависимость интегральной интенсивности γ -излучения в области $z \geq 0$ от расстояния x^* .

* Геометрические условия задачи реализуются, например, в селективном γ — γ -каротаже: в этом случае жестко связанная система источник — детектор перемещается по поверхности исследуемой среды.

где $I_0(k_1 R)$ и $I_2(k_1 R)$ — функции Бесселя от мнимого аргумента; $k_1 = \frac{2\pi}{\beta \lambda}$; α — коэффициент зазора (отношение длины зазора к $\beta \lambda$); ψ — длина рога в единицах k_1 [4].

В случае ФФД выражения для Q_i аналогичны (6), только каждое Q_i умножено на 2, а вместо g стоит

$$h = [1 + (\alpha \tau \sin \varphi - \alpha \tau \sigma)_{oe}]^2.$$

Оценки показывают, что в ускорителе с фокусировкой ускоряющим полем при обычных условиях ускорения и фокусировки допуски по порядку величин такие же, как в ускорителе с магнитной квадрупольной фокусировкой. Но изготовление трубок с фокусировкой ускоряющим полем значительно проще, чем трубок с магнитными квадрупольями, поскольку в них не нужно монтировать катушки, подгонять градиенты и совмещать магнитную ось с оптической.

Поступило в Редакцию 22/I 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Владимировский. «Приборы и техника эксперимента», № 3, 35 (1956).
2. Г. М. Анисимов, В. А. Тепляков. Там же, № 1, 21 (1963).
3. F. Fer et al. В кн. «Труды Международной конференции по ускорителям (Дубна, 1963)». М., Атомиздат, 1964, стр. 513.
4. В. А. Тепляков. «Приборы и техника эксперимента», № 8 (1964).

Из общепринятой схемы расчета методом Монте-Карло выделим следующие особенности:

1. При статистическом моделировании процессов γ -переноса рассматриваются комптоновское рассеяние и фотоэлектрическое поглощение, причем последнее трактуется на основе аналитического усреднения (метод условных вероятностей). В ограниченных энергетических областях линейные фотоэлектрические коэффициенты ослабления аппроксимировались формулой

$$\tau(\lambda) = \tau_0 + \tau_1 \lambda + \tau_2 \lambda^2 + \tau_3 \lambda^3, \quad (1)$$

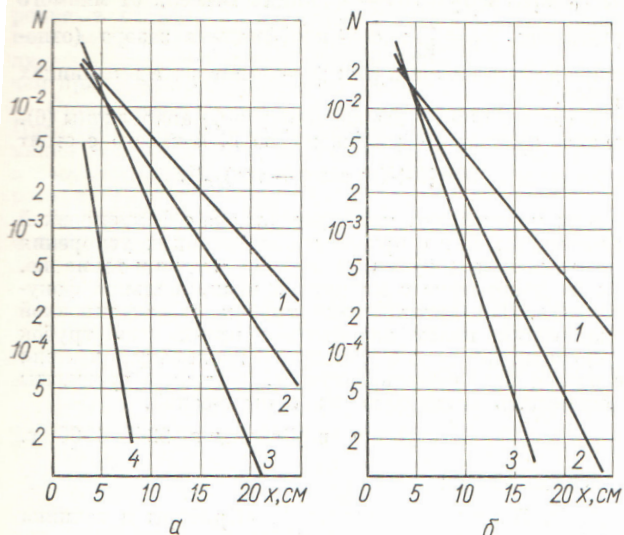
где λ — длина волны в комптоновских единицах.

2. Длина волны λ_n после n -го столкновения, как известно, определяется из нормированного распределения Клейна — Нишины — Тамма:

$$\frac{k(\alpha, \lambda_{n-1})}{k\left(\frac{\lambda_{n-1}}{\lambda_{n-1} + 2}, \lambda_{n-1}\right)} = \xi, \quad (2)$$

где ξ — случайное число; $\alpha = \frac{\lambda_{n-1}}{\lambda_n}$;

$$k(\alpha, \lambda) = 0,5(1 - \alpha^2) + \lambda(\lambda + 2)(1 - \alpha) + \lambda^2(1 - \alpha) \times \\ \times \alpha^{-1} + (2\lambda^2 + 2\lambda - 1) \ln \alpha.$$



Интегральная интенсивность γ -излучения (в относительных единицах) как функция расстояния источник — детектор (а — γ -источник Hg^{203} , б — γ -источник Ce^{141}):

1 — вода; 2 — песок; 3 — алюминий; 4 — железо.

Решение трансцендентного уравнения (2) для определения λ_n по данным λ_{n-1} и ξ — весьма малоэкономичная операция даже при использовании быстродействующих цифровых машин. Нами для вычисления λ_n использовалась приближенная формула, предложенная Карлсоном [3]:

$$\lambda_n = \lambda_{n-1} + \frac{\xi \lambda_{n-1} + \xi^3 (\lambda_{n-1} + 1,125)}{\lambda_{n-1} + 0,5625} \quad (3)$$

В работе [4] проверена формула (3) и некоторая ее модификация в интервале энергий γ -квантов 1—10 Мэв. Аналогичная проверка была проведена нами в интервале энергий 0,03—1 Мэв. Уравнение (2) преобразовывалось к явному виду относительно α и решалось методом итераций. Сравнивались результаты расчетов по формулам (2) и (3) для систематических случайных чисел ξ , равных 0; 1/32; 2/32; ...; 32/32. При этом максимальная ошибка в определении λ_n , имевшая место в интервале $\xi \approx 20/32 \div 30/32$, при использовании формулы Карлсона не превышала 7%.

3. Учитывая, что в задаче отсутствует симметрия по пространственным переменным, весьма эффективно

использовать следующую модификацию метода Монте-Карло: фиксируется состояние фотона после каждого столкновения, а вероятность, с которой квант в результате столкновения может достичь детектора без взаимодействия, вычисляется аналитически (метод локального вычисления потока). Интегральный поток γ -квантов определялся одновременно для пяти значений x (коррелированная выборка).

Рассмотренная методика расчета проверялась путем сопоставления результатов вычислений по интегральному альбедо (т. е. по общему числу квантов, выходящих в полупространство $z < 0$) для γ -источника Cs^{137} с экспериментальными данными [2]:

| Рассеиватель | Теоретические значения | Экспериментальные значения |
|--------------------|------------------------|----------------------------|
| Алюминий | 0,54 | $0,59 \pm 0,02$ |
| Железо | 0,38 | $0,42 \pm 0,02$ |
| Олово | 0,23 | $0,22 \pm 0,02$ |

Совпадение расчетных и экспериментальных результатов удовлетворительное.

Расчеты проводились для начальных энергий источника 0,279 Мэв (Hg^{203}) и 0,145 Мэв (Ce^{141}). В качестве рассеивателей исследовались вода, кварцевый песок, алюминий, железо. Минимальное расстояние источник — детектор составляло 3 см, максимальное 25 см. При максимальном числе прослеживаемых «историй» квантов порядка 16 000 статистическая ошибка определения интегрального потока не превышала 2—3%. Анализ результатов расчетов, приведенных на рисунке, показывает, что интегральная интенсивность γ -излучения как функция расстояния источник — детектор описывается формулой

$$N(x) = N_0 e^{-\gamma x}$$

Эта простая закономерность может быть использована в прикладных методических исследованиях с применением мягких излучателей.

Автор выражает благодарность О. М. Кузнецову за помощь в программировании задачи на машине «Минск-2».

Поступило в Редакцию 12/III 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. П. Булатов. «Атомная энергия», 7, 359 (1959).
2. T. H y o d o. Nucl. Sci. and Engng, 12, 178 (1962).
3. E. C a s h w e l l, C. E v e r e t t. A practical manual on the Monte-Carlo method for random walk problems. Pergamon Press, 1959.
4. M. L e i m d ö r f e r. Nukleonik, 6, 14 (1964).

Некоторые характеристики поля обратно рассеянного γ -излучения внутри рабочих помещений

Н. Ф. Андришин, Б. П. Булатов, Г. М. Фрадкин

Работы с радиоактивными препаратами, как правило, проводятся в помещениях небольших размеров. Поэтому интенсивность радиации в тех или иных точках пространства определяется не только первичным излучением, но и излучением, рассеянным от стен помещения. В некоторых случаях рассеянное излучение может существенно повлиять на результаты изме-

рений. Однако до недавнего времени в литературе практически не было работ, посвященных количественным характеристикам поля излучения внутри замкнутых полостей.

Некоторые сведения о дозных полях рассеянного γ -излучения приведены в расчетных [1, 2] и экспериментальных [3] работах.

УДК 539.122:539.121.72:621.039.58