УДК 539.121.8

# Угловое распределение коллимированного излучения

*Э. Ф. Фомушкин*

В настоящей работе для вычисления характеристик распространения излучения используется метод, основанный на применении элементов теории вероятностей. Подобный метод использовался, например, при решении задачи Бюффона [1]. Этот метод заключается в следующем. Совокупность всех значений параметров, определяющих распространение излучения (координаты начала траектории, орбитальный и азимутальный углы вылета), образует так называемое поле событий. Объем поля событий в большинстве случаев вычисляется без затруднений. Влияние коллимации приводит к тому, что только часть значений параметров удовлетворяет условию прохождения через коллиматор. Эта часть образует поле событий, благоприятствующих явлению, в нашем случае — прохождению через коллиматор. Отношение объема поля событий, благоприятствующих явлению, к полному объему поля событий равно вероятности данного явления. При этом способ осуществления коллимации не играет никакой роли; она может, например, осуществляться формой и взаимным расположением источника и детектора, а также конфигурацией коллиматора с поглощающими стенками.

Коллимирующая система конической формы, показанная на рис. 1, обычно осуществляется при регистрации излучения от плоского круглого источника радиуса $r$ детектором радиуса $R$; центры обоих кругов находятся на одной нормали.

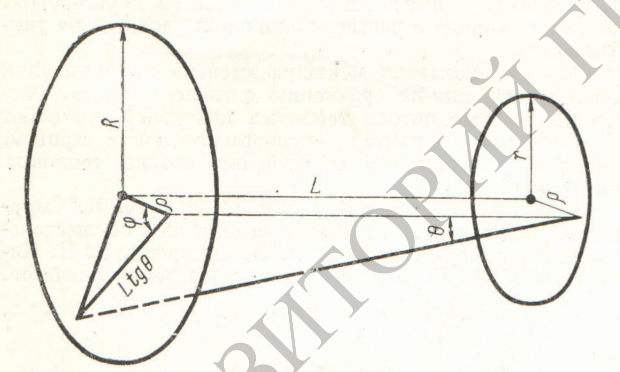


Рис. 1. Коллимирующая система конической формы.

Нетрудно показать, что в этом случае поле событий — круг радиуса $r$, а поле событий, благоприятствующих попаданию частицы на детектор,— общая часть двух кругов с радиусами $r$ и $R$.

Вероятность попадания частицы на детектор в зависимости от угла $\theta$ равна

при $m=\frac{r}{R}<1,\ n=\frac{L}{R}$

$$F(\theta)=1,$$

если

$$0\leqslant\theta\leqslant\operatorname{arctg}\left(\frac{1-m}{n}\right);$$

$$F(\theta)=\frac{1}{\pi}\left\{\alpha+\frac{\arcsin(m\sin\alpha)}{m^2}-\frac{n\operatorname{tg}\theta\sin\alpha}{m}\right\},$$

если

$$\operatorname{arctg}\left(\frac{1-m}{n}\right)\leqslant\theta\leqslant\theta_{\text{макс}}=\operatorname{arctg}\left(\frac{1+m}{n}\right),$$

где

$$\alpha=\arccos\frac{m^2-1+n^2\operatorname{tg}^2\theta}{2mn\operatorname{tg}\theta};$$

при $m=\frac{r}{R}\geqslant 1$

$$F(\theta)=m^{-2},$$

если

$$0\leqslant\theta\leqslant\operatorname{arctg}\left(\frac{m-1}{n}\right);$$

$$F(\theta)=\frac{1}{\pi m^2}\left\{\beta+m^2\arcsin\left(\frac{\sin\beta}{m}\right)-n\operatorname{tg}\theta\sin\beta\right\},$$

если

$$\operatorname{arctg}\left(\frac{m-1}{n}\right)\leqslant\theta\leqslant\theta_{\text{макс}}=\operatorname{arctg}\left(\frac{m+1}{n}\right),$$

где

$$\beta=\arccos\frac{1-m^2+n^2\operatorname{tg}^2\theta}{2n\operatorname{tg}\theta}. \qquad (1)$$

Коллиматор прямоугольного сечения показан на рис. 2. Система может состоять либо из одного коллиматора, либо из набора коллимирующих ячеек

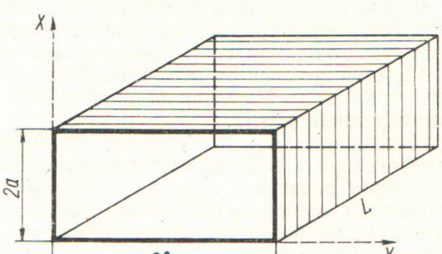


Рис. 2. Коллиматор прямоугольного сечения.

одинаковой формы. Задача в обоих случаях сводится к задаче Бюффона с двумя взаимно перпендикулярными системами параллельных прямых [1]. Расстояние между прямыми одной системы равно $2a$, между прямыми другой системы — $2b$, длина иглы $L \operatorname{tg} \theta$, где $\theta$ — орбитальный угол вылета частицы.

Опустив рассмотрение формы полей событий для этого случая, приведем формулу вероятности прохождения частицы через коллимирующую систему прямоугольного сечения в зависимости от угла $\theta$:

$$F(\theta) = 1 - \frac{\operatorname{tg}\theta}{2\pi}\left(q + p - \frac{qp\operatorname{tg}\theta}{2}\right),$$

если

$$0 \leqslant \theta \leqslant \operatorname{arctg}\left(\frac{1}{q}\right);$$

$$F(\theta) = 1 - \frac{2}{\pi}\left[q\operatorname{tg}\theta\left(1 - \sqrt{1 - (q\operatorname{tg}\theta)^{-2}}\right) + \arccos\left(\frac{1}{q\operatorname{tg}\theta}\right) - \frac{1}{2}qp\operatorname{tg}^2\theta + \frac{p}{q}\right],$$

если

$$\operatorname{arctg}\left(\frac{1}{q}\right) \leqslant \theta \leqslant \operatorname{arctg}\left(\frac{1}{p}\right);$$

$$F(\theta) = 1 - \frac{2}{\pi}\left[\arccos\left(\frac{1}{q\operatorname{tg}\theta}\right) + \arccos\left(\frac{1}{p\operatorname{tg}\theta}\right) - \sqrt{(q\operatorname{tg}\theta)^2 - 1} - \sqrt{(p\operatorname{tg}\theta)^2 - 1} + \frac{1}{2}qp\operatorname{tg}^2\theta + \frac{1}{2}\left(\frac{q}{p} + \frac{p}{q}\right)\right],$$

если

$$\operatorname{arctg}\left(\frac{1}{p}\right) \leqslant \theta \leqslant \theta_{\text{макс}} = \operatorname{arctg}\sqrt{q^{-2} + p^{-2}};$$

$$q = \frac{L}{2a} \geqslant p = \frac{L}{2b}. \qquad (2)$$

Угловое распределение излучения на выходе коллимирующей системы определяется выражением

$$\Phi(\theta)\, d\theta = F(\theta)\, I(\theta)\, d\theta, \qquad (3)$$

где $I(\theta)$ — угловое распределение излучения на входе коллиматора; при изотропном распределении $I(\theta) \sim \sin\theta$.

На рис. 3 показаны угловые распределения излучения на выходе коллиматора квадратного сечения ($q = p$) при изотропном распределении на входе для нескольких значений $q$.

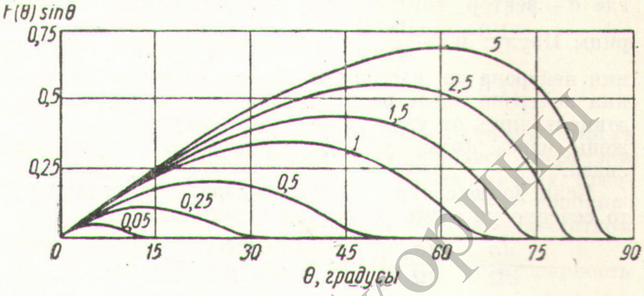


Рис. 3. Угловое распределение излучения на выходе коллиматора квадратного сечения.

Доля излучения, проходящего через коллимирующую систему, вычисляется по формуле

$$\Omega = \frac{\int\limits_0^{\theta_{\text{макс}}} F(\theta)\, I(\theta)\, d\theta}{\int\limits_0^{\pi/2} I(\theta)\, d\theta}. \qquad (4)$$

В целях проверки метода были проведены вычисления по формуле (4) для коллимирующей системы конической формы. Результаты вычислений хорошо согласуются с данными работы [2].

Предложенный метод может быть применен к широкому кругу задач. Использование его значительно упростит вычисления.

Поступило в Редакцию 8/II 1964 г.
В окончательной редакции 19/III 1964 г.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Б. В. Гнеденко. Курс теории вероятностей. М., Физматгиз, 1961.
2. К. А. Петржак, М. А. Бак. ЖТФ, **XXIV**, 636 (1955).

УДК 539.125.523.33

## Диффузия нейтронов при спин-орбитальном взаимодействии

*Ю. Н. Казаченков, В. В. Орлов*

Спин-орбитальное взаимодействие приводит к поляризации быстрых нейтронов при их рассеянии на ядрах. В ряде случаев эксперимент показывает весьма высокую степень поляризации [1, 2]. Рассеяние же поляризованных нейтронов отличается азимутальной асимметрией, приводящей к преимущественному рассеянию нейтронов в направлении, обратном направлению падающего пучка. Качественное рассмотрение поляризационного эффекта при отражении нейтронов от сред проведено в работе [3].

Многократное рассеяние нейтронов при диффузии в веществе приводит к некоторой средней поляризации нейтронов, влияющей в свою очередь на процесс диффузии. В первом приближении поляризационный эффект можно охарактеризовать изменением коэффициента диффузии нейтронов.

Как показал Лепор [4], если спин нейтрона до рассеяния описывался спинором $\chi_{m_s}^{1/2}$, то амплитуда упругого рассеяния такого нейтрона на ядре без спи-