

таты измерений вместе с полученными ранее данными приведены на рисунке. Видно, что при энергии нейтронов больше 900 кэв сечение захвата падает. При этом величина сечения уменьшается до ~2 мбарн при энергии нейтронов 1,2 и 1,4 Мэв. Сплошными линиями показаны результаты расчета сечений радиационного

$U_0 = 45$ Мэв; $\xi = 0,1$; $a = 0,5 \cdot 10^{-13}$ см. Среднее расстояние между уровнями с $l = 0$ ($D = 2,2 \cdot 10^4$ эв) взято из работы [8]. При проведении расчетов варьировалась средняя радиационная ширина, так как точные данные о ее величине отсутствуют. Согласно результатам расчета и экспериментальных данных получено при $\Gamma_n = 0,45$ эв. Это значение относится к энергии возбуждения составного ядра, равной 7,64 Мэв, что соответствует захвату тепловых нейтронов.

Некоторое расхождение результатов расчета с данными эксперимента при энергии нейтронов больше 845 кэв можно объяснить вкладом других изотопов железа, так как измерения проводились для естественной смеси изотопов. Сильное возбуждение уровня $E = 845$ кэв ($J = 2^+$) приводит к резкому падению сечения захвата у основного изотопа железа Fe^{56} . Сечения радиационного захвата других изотопов, содержание которых составляет 8,4% в интервале энергий нейтронов 0,845—1,4 Мэв, по-видимому, ведут себя более плавно. Произвести надежные расчеты для этих изотопов трудно, так как неизвестны необходимые параметры. Были оценены сечения радиационного захвата для Fe^{54} и Fe^{57} при энергии падающих нейтронов 1345 кэв. Причем среднее расстояние между уровнями для этих изотопов вычислялось на основании данных работы [9]. Значение Γ_n принималось таким же, как и в случае Fe^{56} . Полученные сечения равны: 7,8 мбарн для Fe^{54} и 4,9 мбарн для Fe^{57} ; сечение радиационного захвата для естественной смеси изотопов равно 1,9 мбарн, что хорошо согласуется с результатами измерений.

Поступило в Редакцию 28/XII 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Я. Ставицкий, А. В. Шапарь. «Атомная энергия», 10, 264 (1961).
2. В. Diven, I. Terrel, A. Hemmendinger. Phys. Rev., 120, 556 (1960).
3. I. Gibbons et al. Phys. Rev., 122, 182 (1961).
4. А. И. Исаков, Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, 38, 989 (1960).
5. Т. С. Беланова. Там же, 34, 574 (1958).
6. В. Margolis. Phys. Rev., 88, 327 (1952).
7. В. Е. Колесов, С. М. Ермаков, Г. И. Марчук. В сб. «Нейтронная физика». М., Госатомиздат, 1961, стр. 310.
8. Н. Newson et al. Ann. Phys., 14, 387 (1961).
9. А. В. Малышев. ЖЭТФ, 45, 316 (1963).

УДК 539.122

Использование метода Монте-Карло для расчета прохождения γ -излучения через вещество

Л. М. Шуркин

В работе описываются приемы уменьшения объема вычислений при расчете отдельной истории γ -кванта методом Монте-Карло. Разработанные приемы позволяют сравнительно легко при ручном методе счета рассчитывать приблизительно 20—60 историй в час. Благодаря этому удается, не применяя электронно-

счетные машины, рассмотреть многие задачи по прохождению γ -квантов, решить которые другими методами невозможно.

Из общепринятой [1, 2] схемы расчета методом Монте-Карло прохождения излучения через пластину вещества выделим три наиболее трудоемкие операции:

1) определение пробега γ -кванта; 2) определение комптоновского угла рассеяния ω ; 3) определение угла между нормалью к плоскости пластины и направлением движения γ -кванта после $(n+1)$ рассеяния $-\theta_{n+1}$. Приведем способы нахождения этих величин.

Для определения пробега γ -кванта x число y , взятое из таблицы случайных чисел, необходимо подставить в формулу

$$x = \frac{1}{\mu} \ln \frac{1}{1-y}, \quad (1)$$

где μ — коэффициент линейного ослабления, и произвести соответствующие действия.

Если $d\sigma/d\omega$ — дифференциальное сечение рассеяния, а y — случайное число, то угол комптоновского рассеяния определяется из уравнения

$$y = \frac{\int_0^{\omega} \frac{d\sigma}{d\omega} \sin \omega \, d\omega}{\int_0^{\pi} \frac{d\sigma}{d\omega} \sin \omega \, d\omega}$$

Наконец, угол θ_{n+1} находится из формулы

$$\cos \theta_{n+1} = \cos \theta_n \cos \omega_{n+1} + \sin \theta_n \sin \omega_{n+1} \cos \chi_{n+1}, \quad (2)$$

где χ_{n+1} — азимутальный угол рассеяния.

Рассмотрим способы сокращения вычислений на этих операциях. Для расчета истории γ -кванта методом Монте-Карло со случайными числами, взятыми из таблицы, необходимо проделать ряд преобразований. Их сложность определяется объем вычислений. Особенно просто преобразования для прерывной случайной величины, т. е. величины, возможные значения которой могут быть заранее перечислены. В этом случае каждому значению дискретной величины можно сопоставить определенную комбинацию цифр в таблице случайных чисел [3]. Таким образом, для дискретной случайной величины число, взятое из таблицы случайных чисел, сразу определяет значение этой величины.

Сложнее метод определения значений непрерывной случайной величины. Если непрерывная случайная величина x имеет плотность вероятности $f(x)$ и если y — случайное число, то x можно найти из уравнения

$$y = \int_0^x f(x) \, dx.$$

На решение такого рода уравнений затрачивается много времени.

С целью сокращения вычислений приближенно заменим случайную величину с плотностью распределения $f(x)$ на дискретную случайную величину (например, возможные значения углов комптоновского рассеяния разобьем на ряд интервалов и найдем вероятности рассеяться в каждый из этих интервалов).

Мы брали 21 интервал: величина каждого из первых семи интервалов, расположенных от 0 до $7/36 \pi$, была равна $1/36 \pi$, величина каждого из остальных 14 интервалов — $1/18 \pi$. Чтобы не вычислять каждый раз θ_{n+1} по громоздкой формуле (2), были составлены таблицы, в которых по данным θ_n , ω_{n+1} и χ_{n+1} определяется θ_{n+1} . В этих таблицах диапазон возможных значений углов ω_{n+1} был разбит на 21 интервал так, как указано выше, угол χ_{n+1} принимали равным $1/10 \pi$,

а углу θ_n придавались значения $1/18 \pi$, $1/12 \pi$, $1/9 \pi$, $5/36 \pi$, $1/6 \pi$, $7/36 \pi$, $1/4 \pi$ и далее через каждые $1/18 \pi$.

При розыгрыше пробега γ -кванта вместо расчета по формуле (1) использовался следующий прием.

Найдем вероятность взаимодействия γ -кванта энергии E_0 при прохождении Δx см пластины. Пусть она равна 0,23. Так как любая цифра в таблице случайных чисел встречается с вероятностью 0,1, а комбинация любых двух цифр — с вероятностью 0,01, то акту взаимодействие с вероятностью 0,23 можно сопоставить попадание в таблицу случайных чисел, например 1, 2, 31, 32, 33.

Выпишем из таблицы случайных чисел [4] с произвольно выбранного места несколько чисел: 60835, 42323 и т. п. Отложим Δx см траектории γ -кванта в пластине. Согласно предположению взаимодействие при прохождении Δx см пластины произойдет в том случае, если встретятся цифры 1, 2 или комбинации 21, 32, 33. В таблице случайных чисел (с выбранного нами места) первая цифра будет шесть. Следовательно, взаимодействие не произошло, и γ -квант продолжает двигаться в прежнем направлении. Откладываем второй отрезок Δx , а цифру шесть зачеркиваем как использованную. Повторяя предыдущие рассуждения, приходим к выводу, что и второй отрезок траектории γ -квант прошел без столкновений. То же самое будет с третьим, четвертым и пятым отрезками.

Наконец, γ -квант прошел шесть отрезков Δx . После пяти испытаний следующая цифра — двойка. Следовательно, согласно предположению на этом участке произошло взаимодействие, и первый пробег γ -кванта равен $6\Delta x$ см.

Таким образом, нахождение пробега γ -кванта сводится к определению места в таблице случайных чисел заранее заданных цифр или их комбинаций. Для этого вместо пяти операций по формуле (1) необходимо произвести фактически только одну операцию.

Рассмотрим схему расчета пробега γ -кванта вблизи границы пластины. Пусть γ -квант прошел без столкновения расстояние R . До границы пластины остался отрезок траектории ΔR , причем $\Delta R < \Delta x$. Определим, произошло ли взаимодействие на последнем отрезке Δx . При отрицательном результате испытания очевидно, что и участок ΔR γ -квант пройдет без столкновения и покинет пластину. Допустим, что на участке Δx произошло столкновение. Требуется определить вероятность взаимодействия γ -кванта на отрезке ΔR .

Можно показать, что эта вероятность

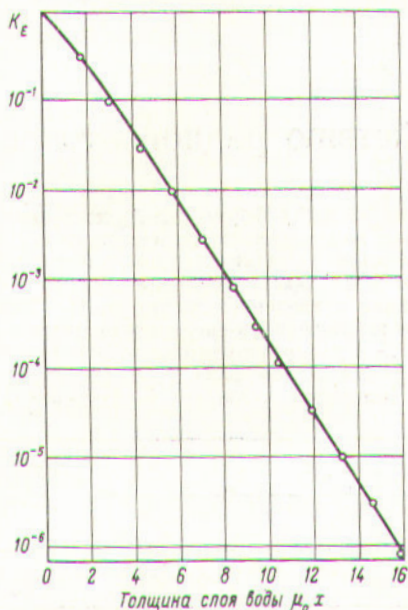
$$W = \frac{1 - e^{-\mu \Delta R}}{1 - e^{-\mu \Delta x}}$$

или приближенно $W \approx \frac{\Delta R}{\Delta x}$. Поэтому вблизи границы поступаем следующим образом. Если $\Delta R < \Delta x$ и если на последнем отрезке Δx взаимодействия нет, то γ -квант выходит из пластины. Если взаимодействие произошло и если y — случайное число, то при $y > \frac{\Delta R}{\Delta x}$

γ -квант покидает пластину, а при $y \leq \frac{\Delta R}{\Delta x}$ считаем, что взаимодействие произошло на границе пластины.

Таким образом, трудоемкие операции по определению углов ω и θ сводятся к нахождению необходимых данных в соответствующих таблицах, а нахождение пробега γ -кванта по формуле (1) заменено определением места в таблице случайных чисел заранее заданных комбинаций цифр.

Для проведения практических расчетов по изложенной методике необходимо наличие таблиц случайных чисел, в которых все цифры в интервале 0—1 были бы распределены равномерно. К сожалению, существующие таблицы не удовлетворяют этому требованию. Так,



Коэффициент ослабления энергии γ -лучей K_E плоского мононаправленного источника с энергией $E_0 = 4,0$ Мэв в воде (барьерная геометрия):
 — теоретические данные [5]; ○ — расчет методом Монте-Карло.

например, в таблицах работы [4] вероятность появления единицы равна 0,1087, двойки — 0,1029, восьмерки — 0,0945 и т. д. Поэтому мы применяли исправленные таблицы, в которых по закону случая были ликвидированы «лишние» цифры, а на их места поставлены недостающие.

Изложенная методика использовалась для нахождения коэффициента ослабления энергии рассеянного излучения в воде. Для ускорения расчетов применялся метод расщеплений [1]: пластина разбивалась на 12 слоев. Число γ -квантов, вышедших из слоя, при расчете следующего слоя утраивалось. Число историй γ -квантов в первом слое воды составляло 450. Отрезок Δx был равен 10 см.

При расчете рассматривалось 10 энергетических групп. Таблицы для определения углов рассеяния ω были составлены для энергий 4,0; 3,0; 2,0 и 1,0 Мэв.

Вероятная относительная ошибка для отдельного слоя вычислялась по формуле [2]:

$$(\delta_{\text{вер}})_i = 0,67 \sqrt{\frac{B_i(1-B_i)}{N_0^i}}$$

где $B_i = \frac{N_i}{N_0^i}$; N_0^i — число γ -квантов, падающих на

i -й слой; N_i — число γ -квантов, прошедших i -й слой. В проведенных расчетах $(\delta_{\text{вер}})_i$ составляет 4—5%.

На рисунке приведены результаты расчета методом Монте-Карло в сравнении с теоретическими данными. Можно сделать вывод, что приближения, используемые в разработанной методике с целью ускорения расчетов, не оказывают существенного влияния на точность окончательного результата.

Поступило в Редакцию 11/XII 1963 г.

В окончательной редакции 24/IV 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Гольдштейн. Основы защиты реакторов. М., Госатомиздат, 1961.
2. О. И. Лейпунский, Б. В. Новожилов, В. И. Сахаров. Распространение гамма-квантов в веществе. М., Физматгиз, 1960.
3. Современная математика для инженеров. Под ред. Э. Ф. Беккенбаха. М., Изд-во иностр. лит., 1958.
4. Ф. М. Морз, Д. Е. Кимбелл. Методы исследования операций. М., Изд-во «Советское радио», 1956.
5. M. Berger, J. Dogget. J. Res. Nat. Bur. Standards, 56, 89 (1956).

