

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Добронравова и др. «Геохимия», 6, 540 (1962).
2. Радиохимия и химия ядерных процессов. Под ред. А. Н. Мурина, В. Д. Нефедова, В. П. Шведова. Л., Госхимиздат, 1960, стр. 645.

3. G. Friedlander et al. Conf. on Fission and spallation Phenomena and their application to cosmic Rays. CERN, September 26—29, No. 13, 1961.
4. В. И. Барановский, А. Н. Мурин. «Изв. АН СССР, сер. физ.», XXV, № 7, 887 (1961).
5. A. Pappas, J. Alstad. J. Inorg. and Nucl. Chem., 17, No. 3/4, 195 (1961).

539.121.7

К вопросу влияния поляризации нейтронов на прохождение нейтронов в средах

П. С. Отставнов

В случае сферически симметричного центрального поля дифференциальное сечение упругого рассеяния неполяризованных нейтронов описывается хорошо известной формулой, не зависящей от азимутального угла φ :

$$\sigma_0(\theta) = \lambda^2 \left| \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{i\delta_l} \sin \delta_l P_l(\cos \theta) \right|^2, \quad (1)$$

где $\sigma_0(\theta)$ — сечение рассеяния на единицу телесного угла при угле рассеяния θ ; λ — длина волны нейтрона, деленная на 2π ; δ_l — фаза радиальной функции рассеянной волны; P_l — полином Лежандра порядка l ; l — азимутальное квантовое число. При рассеянии быстрых нейтронов на ядрах наблюдается частичная поляризация нейтронов; иначе говоря, при рассеянии под углом θ , φ большая часть нейтронов будет находиться в одном и том же спиновом состоянии, причем степень поляризации может достигать весьма большой величины [1—3]. При частичной поляризации падающих нейтронов рассеяние будет описываться формулой, зависящей не только от θ , но и от азимутального угла φ :

$$\sigma(\theta, \varphi) = \sigma_0(\theta) [1 + \vec{n}_1 \vec{n}_2 P_1 P_2], \quad (2)$$

где $\sigma_0(\theta)$ — дифференциальное сечение рассеяния неполяризованных нейтронов; $P_1(\varphi)$ — степень поляризации падающих нейтронов; $P_2(\theta)$ — степень поляризации нейтронов, возникающая при их рассеянии на ядре на угол θ . Единичные векторы $\vec{n}_1$ и $\vec{n}_2$ определяются из соотношений $\vec{k}_0 \times \vec{k}_1 = \vec{n}_1 k^2 \sin \varphi$, $\vec{k}_1 \times \vec{k}_2 = \vec{n}_2 k^2 \sin \theta$, где $\vec{k}_0$, $\vec{k}_1$, $\vec{k}_2$ — единичные волновые векторы нейтронов соответственно падающего (неполяризованного), рассеянного и рассеянного вторично.

Как видно из формулы (2), дифференциальное сечение $\sigma(\theta, \varphi)$ зависит от скалярного произведения векторов $\vec{n}_1$ и $\vec{n}_2$, которое может изменяться от -1 до 1 . P_1 и P_2 в свою очередь зависят от угла рассеяния и энергии падающих нейтронов. Азимутальный угол φ есть не что иное, как угол между векторами $\vec{n}_1$ и $\vec{n}_2$. В случае $\varphi_1 = 0^\circ$ и $\varphi_2 = 180^\circ$ формула (2) упрощается:

$$\sigma(\theta) = \sigma_0(\theta) [1 \pm P_1 P_2]. \quad (3)$$

Рассмотрим гипотетический опыт (рис. 1). Пусть в среду, размеры которой равны нескольким длинам свободного пробега нейтрона, падает пучок неполяризованных нейтронов. Поток нейтронов N_0 см⁻² сек⁻¹,

попавший в элемент объема V , упруго рассеивается в этом объеме. При рассеянии нейтроны поляризуются. Так как на элемент V нейтроны падают неполяризованные, то их рассеяние будет аксиально симметричным относительно оси падения и дифференциальное сечение определяется по формуле (1). На элементы V_1 и V'_1 падает равное число нейтронов $N_1 = N_2 = \frac{N_0}{2}$ при условии рассмотрения рассеяния в одной плоскости и только под углом $\pm\theta$. Но теперь они частично

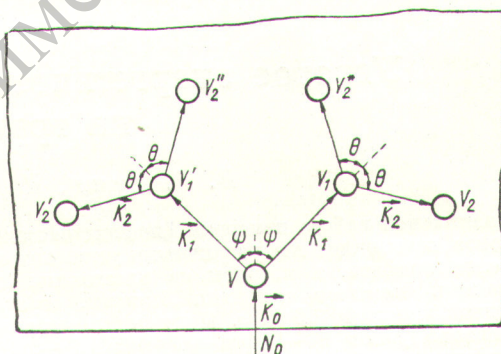


Рис. 1. Рассеяние нейтронов в среде.

поляризованы, и рассеяние на элементах V_1 и V'_1 будет асимметричным, т. е. будет зависеть от азимутального угла φ . Причем в элемент V'_2 , согласно формулам (2) и (3), нейтронов рассеется больше, чем в элемент V_2 , т. е. $\frac{N_0}{m_2'} \neq \frac{N_0}{m_2}$, где

$$m_2'(m_2'') > 2 \text{ и } m_2' < m_2''.$$

Рассуждая подобным образом, находим, что в элемент V_2 нейтронов рассеется больше, чем в элемент V_2' . Нетрудно видеть, что число нейтронов, рассеянных в элемент V_2' , равно числу нейтронов, рассеянных в элемент V_2 . Предположение, что все нейтроны рассеиваются в одной плоскости, не искажает в принципе действительной картины, так как, вращая плоскость рассеяния вокруг оси падения пучка нейтронов, определяемую вектором $\vec{k}_0$, плоскость проходит через все φ , а интеграл, взятый по φ от 0 до 2π , даст полное число нейтронов, падающих на элемент V .

Из этого простого опыта видно, что нейтроны, попав в среду, рассеиваются не хаотически, а имеют тенден-

цию к закручиванию, обязанному спин-орбитальным силам. После второго рассеяния нейтроны будут иметь большую вероятность выйти из этой среды, чем уйти вглубь.

Произведем грубую оценку этого явления для среды из Mg при энергии нейтронов $E_n = 0,240$ Мэв. Пренебрежем потерей энергии при упругом рассеянии. Пусть нейтроны дважды рассеиваются под углом $\psi = \theta = 90^\circ$ и пусть $P_1(90^\circ) = P_2(90^\circ) = 0,866$ [3].

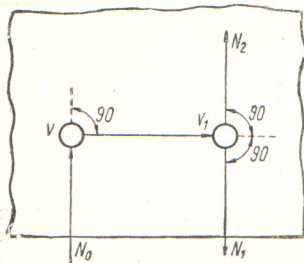


Рис. 2. К оценке асимметрии рассеяния.

ности эта величина, усредненная по всем углам ψ и θ и возможным энергиям, будет значительно меньше, но она не должна быть, кроме редких исклю-

Тогда отношение количества дважды рассеянных нейтронов (рис. 2) будет

$$R = \frac{N_1}{N_2} = \frac{1 + P_1 P_2}{1 - P_1 P_2} \approx 7.$$

Из среды после второго рассеяния выйдет в 7 раз больше нейтронов, чем останется в ней. Для бериллиевой среды при углах $\psi = \theta = 110^\circ$ и энергии $E_n = 3,1$ Мэв [1] это отношение будет ~ 2 . В действитель-

чений, меньше или равна 1. Однако в существующих методах нейтронных расчетов этот эффект не учитывается и не оценивается. Имеются оценки влияния поляризации γ -лучей, возникающей при комптоновском рассеянии, на величину пропускания [4], которое составляет несколько процентов.

Можно полагать, что учет эффекта поляризации быстрых нейтронов в некоторых расчетах реакторов (в частности, при расчете альбедо) даст ощутимый результат. Так, например, слоистая защита в зависимости от энергии падающих нейтронов и сброса энергии нейтронов в единичном акте рассеяния при соответствующих материалах может как улучшать, так и ухудшать защиту от нейтронного излучения.

Автор благодарен И. И. Бондаренко, В. В. Орлову и Л. Н. Усачеву за обсуждение данного вопроса.

Поступило в Редакцию 4/VII 1962 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. B. McCormac et al. Phys. Rev., 108, 116 (1957).
2. П. С. Отставнов, В. И. Попов. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 43, 385 (1962).
3. A. Elwyn and R. Lane. Nucl. Phys., 31, 78 (1962).
4. L. Spencer and Ch. Wolff. Phys. Rev., 90, No. 4, 510 (1953).

621.039.512

Угловое энергетическое распределение нейтронов на границе двух сред

В. А. Дулин, Ю. А. Казанский, И. В. Шугар

В настоящей работе измерены спектры рассеянных нейтронов, выходящих под различными углами из плоского слоя графита, в котором на расстоянии 20 см от границы помещен источник быстрых нейтронов со средней энергией 3,9 Мэв. Полученные результаты в интервале углов $20-70^\circ$ и энергий 1,3–3,9 Мэв по существу являются решением кинетического уравнения на границе двух сред (графит — вода) для данной геометрии.

Схема экспериментального устройства приведена на рис. 1. Источником нейтронов служила реакция $\text{H}^2(\text{H}^2, n)\text{He}^3$ при энергии дейтронов 900 кэв. Выделение нейтронов под определенным углом осуществлялось с помощью конического коллиматора с угловым разрешением $\sim 5^\circ$. Нейтроны, вышедшие из графита в окрестности точки А под углом θ , не могли рассеяться в воде, так как на границе раздела была создана воздушная полость.

Нейтроны регистрировались с помощью однокристалльного сцинтилляционного спектрометра быстрых нейтронов с дискриминацией γ -излучения [1]. Амплитудные распределения импульсов измерялись на анализаторе АИ-100. Энергетическая шкала спектрометра периодически контролировалась по измерениям спектра нерассеянных нейтронов.

Большие размеры бака, залитого раствором 2%-ной борной кислоты, обеспечивали низкий уровень фона нейтронов. Фон нейтронов измерялся, когда полость коллиматора была залита водой. Соотношение фона и эффекта для нейтронов, выходящих под различными

углами, представлено в таблице. В этой же таблице показаны соотношения между потоками нейтронов и γ -излучения. Такие соотношения потоков позволяли иметь спектроскопический порог спектрометра не выше

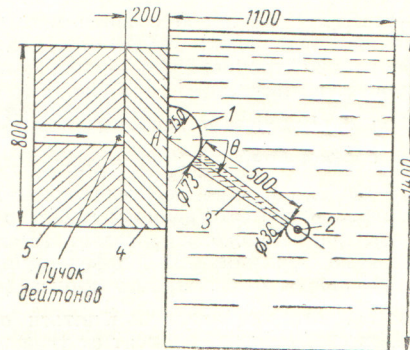


Рис. 1. Схема экспериментального устройства.

θ — угол рассеяния: 1 — воздушная полость; 2 — детектор; 3 — коллиматор; 4 — графит; 5 — мишень.

1,3 Мэв. При этом пороге дискриминация γ -излучения составляла $(6-8) \cdot 10^{-4}$ при скорости счета γ -излучения не более $1,3 \cdot 10^3$ имп/сек.

Из таблицы видно, что даже при 70° измеренные амплитудные распределения нейтронов содержат не