мыми другой системы — $2b$, длина иглы $L \operatorname{tg} \theta$, где θ — 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 θ:

$$
\left.
\begin{aligned}
&F(\theta)=1-\frac{\operatorname{tg}\theta}{2\pi}\left(q+p-\frac{qp\operatorname{tg}\theta}{2}\right),\\
&\text{если}\\
&\qquad 0\leqslant\theta\leqslant\operatorname{arctg}\left(\frac{1}{q}\right);\\
&F(\theta)=1-\frac{2}{\pi}\Big[q\operatorname{tg}\theta\left(1-\sqrt{1-(q\operatorname{tg}\theta)^{-2}}\right)+\\
&\quad+\arccos\left(\frac{1}{q\operatorname{tg}\theta}\right)-\frac{1}{2}qp\operatorname{tg}^2\theta+\frac{p}{q}\Big],\\
&\text{если}\\
&\qquad \operatorname{arctg}\left(\frac{1}{q}\right)\leqslant\theta\leqslant\operatorname{arctg}\left(\frac{1}{p}\right);\\
&F(\theta)=1-\frac{2}{\pi}\Big[\arccos\left(\frac{1}{q\operatorname{tg}\theta}\right)+\\
&\quad+\arccos\left(\frac{1}{p\operatorname{tg}\theta}\right)-\sqrt{(q\operatorname{tg}\theta)^2-1}-\\
&\quad-\sqrt{(p\operatorname{tg}\theta)^2-1}+\frac{1}{2}qp\operatorname{tg}^2\theta+\\
&\quad+\frac{1}{2}\left(\frac{q}{p}+\frac{p}{q}\right)\Big],\\
&\text{если}\\
&\operatorname{arctg}\left(\frac{1}{p}\right)\leqslant\theta\leqslant\theta_{\text{макс}}=\operatorname{arctg}\sqrt{q^{-2}+p^{-2}};\\
&\qquad q=\frac{L}{2a}\geqslant p=\frac{L}{2b}.
\end{aligned}
\right\}\tag{2}
$$

Угловое распределение излучения на выходе коллимирующей системы определяется выражением

$$\Phi(\theta)\,d\theta=F(\theta)\,I(\theta)\,d\theta, \tag{3}$$

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

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

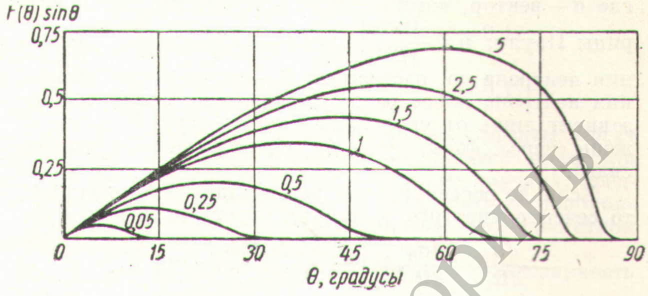


Рис. 3. Угловое распределение излучения на выходе коллиматора квадратного сечения.

Доля излучения, проходящего через коллимирующую систему, вычисляется по формуле

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

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 спина запишется в виде

$$f(\theta)=[A(\theta)+B(\theta)\,\mathbf{n}\boldsymbol{\sigma}]\,\chi^{1/2}_{m_s}, \qquad (1)$$

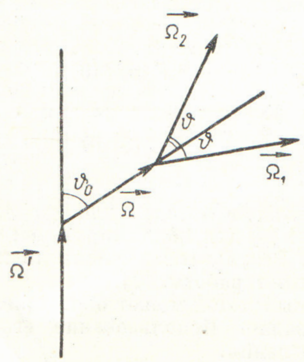
где $\boldsymbol{\sigma}$ — вектор, компонентами которого являются матрицы Паули; $\mathbf{n}=\frac{[\boldsymbol{\Omega}'\boldsymbol{\Omega}]}{|[\boldsymbol{\Omega}'\boldsymbol{\Omega}]|}$; $\boldsymbol{\Omega}'$ — направление движения нейтрона до рассеяния; $\boldsymbol{\Omega}$ — направление движения нейтрона после рассеяния; величины $A(\theta)$ и $B(\theta)$ зависят лишь от угла рассеяния и могут быть выражены через фазы, учитывающие спин-орбитальную связь.

Если до рассеяния нейтрон обладал поляризацией, то сечение упругого рассеяния будет иметь вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=\frac{d\sigma_0}{d\Omega}\left[1+\frac{2ReA^*B}{AA^*+BB^*}\,\mathbf{n}\mathbf{p}_i\right], \qquad (2)$$

где $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}\equiv(AA^*+BB^*)$ — микроскопическое сечение упругого рассеяния неполяризованных нейтронов.

Рассмотрим влияние поляризации на распределение нейтронов после второго столкновения. Пусть



Асимметрия рассеяния нейтронов.

рассеивается неполяризованный поток нейтронов из $\boldsymbol{\Omega}'$ в $\boldsymbol{\Omega}$, а затем в $\boldsymbol{\Omega}_1$ или $\boldsymbol{\Omega}_2$ (см. рисунок). Тогда (см. работу [4]) поляризация $\mathbf{p}_1$ потока, рассеянного из $\boldsymbol{\Omega}'$ в $\boldsymbol{\Omega}$, запишется в виде

$$\mathbf{p}_1=\frac{2ReA^*(\theta_0)\,B(\theta_0)}{A(\theta_0)\,A^*(\theta_0)+B(\theta_0)\,B^*(\theta_0)}\,\mathbf{n}=p(\theta_0)\,\mathbf{n}, \qquad (3)$$

где

$$p(\theta_0)=\frac{2ReA^*(\theta_0)\,B(\theta_0)}{A(\theta_0)\,A^*(\theta_0)+B(\theta_0)\,B^*(\theta_0)}.$$

Если воспользоватся формулой (2), то сечение рассеяния из $\boldsymbol{\Omega}$ в $\boldsymbol{\Omega}_1$ и $\boldsymbol{\Omega}_2$ можно записать

$$\frac{d\sigma_{12}}{d\Omega}=\frac{d\sigma_0}{d\Omega}\left[1\pm p(\theta)\,p(\theta_0)\,\mathbf{n}\mathbf{n}_1\right],$$

где $\mathbf{n}_1=\frac{[\boldsymbol{\Omega}\boldsymbol{\Omega}_1]}{|[\boldsymbol{\Omega}\boldsymbol{\Omega}_1]|}$. Верхний знак относится к рассеянию в $\boldsymbol{\Omega}_1$, нижний — к рассеянию в $\boldsymbol{\Omega}_2$, т. е. получается, что после второго рассеяния вниз полетит больше нейтронов, чем это было бы при отсутствии поляризации. Следует отметить, что эффект не зависит от направления поляризации неполяризованных нейтронов (по $\mathbf{n}$ или против $\mathbf{n}$), однако при рассеянии на разные углы знак поляризации должен быть одинаковым.

Введем функции $F(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, E)$ и $\mathbf{P}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, E)$; $F(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, E)$ — поток нейтронов в точке $\mathbf{r}$ с энергией E, движущихся в направлении $\boldsymbol{\Omega}$; $\mathbf{P}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, E)$ — поток нейтронов, умноженный на их среднюю поляризацию. Тогда для этих функций можно записать следующую систему уравнений:

$$(\boldsymbol{\Omega}\nabla)\,F(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, E)+F(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, E)=h\int dE'\int d\boldsymbol{\Omega}' f(\mu_0, E')\times$$
$$\times\{F(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, E')+G_z(\theta_0, E')\,\mathbf{n}\mathbf{P}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}', E')\}\,\delta[\mu_0-$$
$$-g(E, E')]+\int d\mathbf{p}_i Q(\mathbf{r}, E, \mathbf{p}_i, \boldsymbol{\Omega});$$
$$(\boldsymbol{\Omega}\nabla)\,\mathbf{P}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, E)+\mathbf{P}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, E)=$$
$$=h\int dE'\int d\boldsymbol{\Omega}' f(\mu_0, E')\,\{G_y(\theta_0, E')\,\mathbf{P}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}', E')+$$
$$+G_z(\theta_0, E')\,F(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}', E')\,\mathbf{n}+G_x(\theta_0, E')\,[\mathbf{P}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}', E')\mathbf{n}]+$$
$$+[1-G_y(\theta_0, E')]\,(\mathbf{n}\mathbf{P}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}', E'))\,\mathbf{n}\}\,\delta[\mu_0-g(E, E')]+$$
$$+\int d\mathbf{p}_i\mathbf{p}_i Q(\mathbf{r}, E, \mathbf{p}_i, \boldsymbol{\Omega}). \qquad (4)$$

Здесь мы предположили, что замедление происходит только за счет упругого рассеяния; δ-функция учитывает сохранение энергии; $h=\frac{\Sigma_s}{\Sigma}$; $Q(\mathbf{r}, E, \mathbf{p}_i, \boldsymbol{\Omega})$ — источник нейтронов с поляризацией $\mathbf{p}_i$; длины измеряются в единицах Σ^{-1}. Функции $G_i(\theta, E')$ имеют следующий смысл. Пусть на рассеиватель падает полностью поляризованный по оси y поток нейтронов с энергией E' (ось z мы направили по $\mathbf{n}=\frac{[\boldsymbol{\Omega}'\boldsymbol{\Omega}]}{|[\boldsymbol{\Omega}'\boldsymbol{\Omega}]|}$), тогда $G_i(\theta, E')$ — поляризация нейтрона по соответствующей оси при рассеянии на угол θ.

Если пренебречь потерей энергии при упругом рассеянии и выразить $G_i(\theta)$ через $A(\theta)$ и $B(\theta)$, то вместо системы (4) можно записать:

$$(\boldsymbol{\Omega}\nabla)\,F(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega})+F(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega})=h\int d\Omega' f(\mu_0)\,\Big\{F(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}')+$$
$$+\frac{2ReA^*B}{\sigma_s}\,\mathbf{n}\mathbf{P}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}')\Big\}+\int d\mathbf{p}_i Q(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, \mathbf{p}_i);$$
$$(\boldsymbol{\Omega}\nabla)\,\mathbf{P}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega})+\mathbf{P}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega})=h\int d\boldsymbol{\Omega}'\Big\{\frac{AA^*-BB^*}{\sigma_s}\mathbf{P}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}')+$$
$$+\frac{2ReA^*B}{\sigma_s}\,F(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}')\,\mathbf{n}+\frac{2ImA^*B}{\sigma_s}\,[\mathbf{P}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}')\,\mathbf{n}]+$$
$$+\frac{2BB^*}{\sigma_s}\,(\mathbf{P}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}')\,\mathbf{n})\,\mathbf{n}\Big\}+\int d\mathbf{p}_i\mathbf{p}_i Q(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, \mathbf{p}_i). \qquad (5)$$

Для плоской среды без источников в диффузионном приближении уравнения (5) сведутся к системе

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{dF_1(z)}{dz}+(1-h)\,F_0(z)=0;\\
&\frac{1}{3}\cdot\frac{dF_0(z)}{dz}+(1-hf_1)\,F_1(z)=\frac{2h}{3}\,p_1(z)\,(\alpha_0-\alpha_2);\\
&(1-hf_1)\,p_1(z)=-\frac{hF_1(z)}{3}\,(\alpha_0-\alpha_2)-\\
&-\frac{hp_1(z)}{3}\,(\beta_0-\beta_2)-\frac{h}{5}\,p_1(z)\,(b_1-b_3).
\end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

Здесь

$$
\left.
\begin{aligned}
&\frac{2ReA^*B}{\sigma_s}=\sin\theta\sum_{l=0}^{\infty}\frac{2l+1}{4\pi}\alpha_l P_l(\mu);\\
&\frac{2ImA^*B}{\sigma_s}=\sin\theta\sum_{l=0}^{\infty}\frac{2l+1}{4\pi}\beta_l P_l(\mu);\\
&\frac{2BB^*}{\sigma_s}=\sin^2\theta\sum_{l=0}^{\infty}\frac{2l+1}{4\pi}b_l P_l(\mu);\ F(z,\ \mu)=\\
&=\sum_{l=0}^{\infty}\frac{2l+1}{4\pi}F_l(z)P_l(\mu);\\
&\mathbf{P}(z,\ \Omega)=\mathbf{e}_\varphi\sum_{l=1}^{\infty}\frac{2l+1}{4\pi}p_l(z)P_l^1(\mu);\quad \mathbf{e}_\varphi=\frac{[\mathbf{z\Omega}]}{|[\mathbf{z\Omega}]|}.
\end{aligned}
\right\}\qquad(7)
$$

Из уравнений (6) получим коэффициент диффузии

$$
D=\frac{1}{3\Sigma_{tr}\left[1-hf_1+\frac{2}{9}h^2\frac{(\alpha_0-\alpha_2)^2}{1-hf_1+\frac{h}{3}(\beta_0-\beta_2)+\frac{h}{5}(b_1-b_3)}\right]}.\qquad(8)
$$

Если, используя экспериментальные данные работ [1, 2], вычислить по формуле (8) D, а затем $\Delta D/D$ (ΔD – изменение коэффициента диффузии за счет поляризации), то получатся следующие значения:

для Si $E_n=0{,}56$ *Мэв*, $\frac{\Delta D}{D}\approx-0{,}12$;

для Mg $E_n=0{,}24$ *Мэв*, $\frac{\Delta D}{D}\approx-0{,}17$.

Таким образом, поляризационные эффекты могут оказывать заметное влияние на процесс диффузии нейтронов. Оценка их роли в различных случаях, представляющих практический интерес, требует дополнительных расчетов, что, однако, осложнено недостатком опытных данных по поляризации.

Авторы приносят глубокую благодарность $\boxed{\text{И. И. Бондаренко}}$ и П. С. Отставнову за полезные обсуждения затронутых в работе вопросов.

Поступило в Редакцию 13/II 1964 г.

В окончательной редакции 21/V 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Lane, A. Elwyn. Phys. Rev., **126**, 1105 (1962).
2. A. Elwyn, R. Lane. Nucl. Phys., **31**, 78 (1962).
3. П. С. Отставнов. «Атомная энергия», **14**, 487 (1963).
4. I. Lepore. Phys. Rev., **79**, 137 (1950).

УДК 539.125.52

Характеристики асимптотического спектра нейтронов в уране

А. А. Малинкин, Ф. Насыров, В. Ф. Колесов

Характеристики асимптотического спектра нейтронов в природном уране исследовались в ряде работ [1, 2]. Результаты этих исследований не всегда согласуются между собой.

Настоящая работа выполнена с целью уточнения характеристик асимптотического спектра в природном уране. Измерены сечения деления U^{235}, U^{238} и других спектральных индикаторов. Кроме того, проведено прямое измерение спектра нейтронов в области энергий до 0,95 *Мэв*.

В опытах использовалась сферическая критическая сборка с активной зоной из U^{235} (90%-ное обогащение) в урановом отражателе толщиной 30 *см*. Отражатель имел цилиндрическую приставку диаметром 65 *см*, которая увеличивала толщину отражателя с одной стороны до 100 *см*. Критическая сборка с приставкой размещалась в центре комнаты размером $8\times7\times4{,}5$ *м*. Для уменьшения влияния фона рассеянных от стен помещения нейтронов урановая приставка закрывалась кадмиевым чехлом.

Сечения реакций измеряли в центре приставки на расстоянии 65 *см* от границы активной зоны и не менее чем 32 *см* от ее внешних границ. В месте измерения спектр нейтронов достигал своего равновесного состояния, что устанавливалось по постоянству отношений сечений $\sigma_f(U^{235})/\sigma_f(U^{238})$ и $\sigma_f(Pu^{239})/\sigma_f(U^{238})$. Сечения измерялись ионизационными камерами малых размеров, а также активационным методом. Ошибки измерений определялись в основном неточностью калибровок камер или погрешностями абсолютного β-счета. Значения измеренных сечений приведены в табл. 1.

Сечения реакций определены относительно сечения деления Pu^{239}, которое мало изменяется в области быстрых нейтронов. Значение сечения деления $\sigma_f(Pu^{239})$ получено прямыми измерениями на нейтронах утечки из критической сборки с толщиной уранового отражателя 30 *см*. Это значение с точностью до 1% совпало с величиной, полученной усреднением хода $\sigma_f(E)$ [3] по спектру, измеренному прямым способом. В результате измерений интенсивности реакции деления Pu^{239} по радиусу на расстоянии 60—70 *см* от границы активной зоны была определена длина диффузии L_{ac}, которая оказалась равной $9{,}5\pm0{,}5$ *см*. В табл. 2 приводятся полученные значения L_{ac} и отношения сечений различных индикаторов в сравнении с данными других работ.

Для прямого измерения асимптотического спектра нейтронов в природном уране использовался пропорциональный гелиевый счетчик, близкий по конструкции к счетчику, описанному в работе [5]. Счетчик с внутренним диаметром 52 *мм* и длиной рабочего объема 240 *мм* наполнялся He^3 и ксеноном до давления 25 и 170 *см рт. ст.* соответственно. Для лучшего собирания электронов к наполняющим газам добавляли небольшую примесь CO_2. Разрешающая способность