СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

16 - 7381

В.Л.Ломидзе, Е.П.Шабалин

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ОТРАЖЕНИЕ НЕЙТРОНОВ ОТ ГЕЛИЕВОЙ СРЕДЫ

1973

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

16 - 7381

В.Л.Ломидзе, Е.П.Шабалин

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ОТРАЖЕНИЕ НЕЙТРОНОВ ОТ ГЕЛИЕВОЙ СРЕДЫ

Введение

Спин-орбитальная зависимость в рассеянии нейтронов на $^4He_2$ /1,2/ /и многих других ядрах, преимущественно с нулевым спином/ является причиной поляризации рассеянного пучка и, как следствие этого,- азимутальной асимметрии в последующих рассеяниях. Азимутальная зависимость дифференциального сечения приводит к угловому перераспределению потока нейтронов таким образом, что альбедо поляризующей среды увеличивается /по сравнению со случаем, когда нейтроны не поляризуются/. Поляризационная добавка к альбедо (a) может быть уменьшена или сведена практически к нулю, если в такой среде создать сильное магнитное поле, достаточное для того, чтобы вследствие спиновой прецессии нейтроны "забыли" о своей поляризации и рассеивались как неполяризованные. Этот эффект, как показано в работе /3/, дает принципиальную возможность создания быстродействующей системы магнитного регулирования импульсного реактора, так как поляризационный вклад в реактивность, по оценкам авторов, ожидается в пределах от 0,1 до 1%.

В данной работе проведен более точный расчет эффекта a в альбедо гелиевого отражателя, а также исследована зависимость a от величины и направления магнитного поля, углового и энергетического распределений падающих нейтронов и толщины отражателя.

1. Основные закономерности рассеяния на бесспиновом ядре

Дифференциальное сечение рассеяния частиц со спином 1/2 на бесспиновом ядре имеет следующий вид /1,2/:

$$\sigma(\theta,\phi) = |A|^2 + |B|^2 + 2 Re\, A^* B(\vec{P}\cdot\vec{n}). \qquad /1/$$

Здесь $\vec{P}$ - вектор поляризации падающего пучка, $\vec{n} = \dfrac{\vec{k}\times\vec{k}'}{|\vec{k}\times\vec{k}'|}$ - вектор нормали к плоскости рассеяния, $\vec{k}$ и $\vec{k}'$ - волновые векторы налетающей и рассеянной частиц. Амплитуды A и B выражаются в виде рядов:

$$A(E,\theta) = \frac{1}{2ik}\sum_{\ell=0}^{\infty}[(\ell+1)(e^{2i\delta_\ell^+}-1) + \ell(e^{2i\delta_\ell^-}-1)]P_\ell(\cos\theta), \qquad /2а/$$

$$B(E,\theta) = -\frac{1}{2k}\sum_{\ell=1}^{\infty}(e^{2i\delta_\ell^+} - e^{2i\delta_\ell^-})P_\ell^1(\cos\theta), \qquad /2б/$$

где $k=|\vec{k}|=\mu v/\hbar$ /μ - приведенная масса и v - относительная скорость/, $\delta_\ell^+ = \delta_{\ell+1/2}(E)$ и $\delta_\ell^- = \delta_{\ell-1/2}(E)$ - фазы рассеяния со спином, параллельным и антипараллельным орбитальному моменту ℓ, E - энергия налетающей частицы, θ - угол рассеяния, $P_\ell^m(x) = (-1)^m(1-x^2)^{\frac{m}{2}}\dfrac{d^m P_\ell(x)}{dx^m}$ - присоединенные полиномы Лежандра. Все величины даны в системе центра масс. Различие фаз δ_ℓ^+ и δ_ℓ^- означает, что потенциал взаимодействия зависит от взаимной ориентации спина и орбитального момента частицы, т.е. содержит "спин-орбитальную" часть, пропорциональную $\vec{S}\cdot\vec{L}$ / $\vec{S} = \frac{\hbar}{2}\vec{\sigma}$ и $\vec{L} = -i\hbar\vec{n}\frac{\partial}{\partial\theta}$ - операторы спина и орбитального момента/. Если спин-орбитальное взаимодействие отсутствует, то $\delta_\ell^+ = \delta_\ell^- (\ell = 1,2...)$. В этом случае $B=0$ и A соответствует амплитуде рассеяния $f(\theta)$ бесспиновых частиц. Из формулы /1/ видно, что поляризация $\vec{P}$ падающего пучка является единственной причиной азимутальной зависимости рассеянных частиц, т.к. амплитуды A и B не зависят от ϕ.

В результате спин-орбитального взаимодействия спиновое состояние частицы меняется при рассеянии. Следовательно, вектор поляризации $\vec{P}'$ рассеянного пучка будет отличен от поляризации $\vec{P}$ падающего пучка частиц как по величине, так и по направлению. Связь между ними следующая:

$$\sigma(\theta,\phi)\vec{P}' = (|A|^2 - |B|^2)\vec{P} + 2|B|^2(\vec{P}\vec{n})\vec{n} + \qquad /3/$$
$$+ 2 Im\, A^* B(\vec{n} \times \vec{P}) + 2 Re\, A^* B \cdot \vec{n}\ .$$

В частности, при $\vec{P} = 0$ будем иметь:

$$\vec{P}' = \frac{2 Re\, A^* B}{|A|^2 + |B|^2}\,\vec{n}, \qquad /3a/$$

т.е. неполяризованный пучок после рассеяния поляризуется перпендикулярно плоскости рассеяния, причем поляризация обусловлена интерференцией амплитуд A и B /A - амплитуда рассеяния без изменения ориентации спина, B - с изменением спинового состояния частицы/.

Для нейтронов спектра деления практически возможно только S и P -рассеяние, поэтому ряды /2б/ и /2а/ будут представлены лишь одним и двумя членами разложения соответственно. В этом случае для описания рассеяния достаточно трех фаз: δ_0, δ_1^- и δ_1^+.

2. Поляризационный эффект в альбедо гелиевого отражателя нейтронов. Метод расчета

Явление поляризации нуклонов при их рассеянии наиболее заметно на бесспиновых ядрах с резонансной зависимостью в сечении рассеяния. Ярким примером таких ядер является $^4He_2$, имеющий сильный резонанс при энергии нейтронов в области 1 МэВ и слабо выраженный резонанс при $E \approx 5$ МэВ. Эти резонансы были объяснены тем, что составное ядро $^5He_2$ имеет два соответствующих указанным энергиям P-уровня: $P_{3/2}$ и $P_{1/2}$, которые отвечают рассеянию нейтрона со спином, параллельным и антипараллельным орбитальному моменту $\ell = 1$. Например, P -нейтрон с энергией порядка 1 МэВ имеет большую вероятности рассеяться через состояние $P_{3/2}$, когда спин и орбитальный момент складываются $/\ell + s = 3/2/$, чем через состояние $P_{1/2}$, когда $\ell + s = 1/2$, т.е. в рассеянном пучке должны преобладать $P_{3/2}$-нейтроны. Средняя энергия нейтронов спектра деления тоже $\approx$ 1 МэВ, поэтому можно ожидать, что падающий на гелиевую мишень пучок нейтронов со спектром, характерным для быстрых реакторов, после первого рассеяния на He-4 будет заметно поляризован в направлении орбитального момента $\vec{n}$ /т.е. положительно/. Если при этом направление рассеянного пучка считать направлением "вперед", а направление $\vec{n}$ - "вверх", то вторoе рассеяние, согласно /1/, приведет к тому, что "влево" полетит нейтронов больше, чем "вправо". В среднем направление "влево" противоположно падающему на отражатель пучку, т.е. имеем положительную добавку a_2 к альбедо, которая обусловлена асимметрией второго рассеяния. Полный эффект будет равен сумме эффектов от всех соударений: $a = \sum\limits_{k=1}^{\infty} a_k$, причем $a_1 = 0$, если первичный /т.е. падающий на отражатель/ пучок не поляризован.

Величину a можно вычислить, исходя из полученных в работе /3/ кинетических уравнений, где учтена спиновая переменная. Однако сложность этих уравнений существенно ограничивает возможности такого подхода.

Более простым и универсальным в данном случае является метод Монте-Карло, позволяющий в разумный срок и более точно вычислить не только сам эффект, но и его зависимость от различных параметров.

Рассмотрим два последовательных столкновения с номерами /к-1/ и k. Нейтрон, рассеянный при $(k-1)$-ом столкновении, характеризуется углами рассеяния θ_{k-1},

ϕ_{k-1} /в C -системе/, поляризацией $\vec{P}_{k-1}$ и энергией E_{k-1}. После k -го рассеяния на углы θ_k, ϕ_k, нейтрон описывается вектором $\vec{P}_k$, который связан с $\vec{P}_{k-1}$ формулой /3/, и энергией

$$E_k = E_{k-1} \left[1 - \frac{2\gamma}{(1+\gamma)^2} (1 - \cos\theta_k) \right], \qquad /4/$$

где γ - отношение массы нейтрона к массе ядра. Если бы вектор $\vec{P}_{k-1}$ был равен нулю, то в направлении θ_k, ϕ_k полетело бы $\sigma_0(\theta_k) = |A_k|^2 + |B_k|^2$ нейтронов. На самом деле в этом направлении рассеется $\sigma_0(\theta_k) + 2Re\, A^*_k B_k (\vec{P}_{k-1} \vec{n}_k)$ нейтронов, т.е. в

$$g_k = 1 + \frac{2Re\, A^*_k B_k}{|A_k|^2 + |B_k|^2} (\vec{P}_{k-1} \cdot \vec{n}_k) \qquad /5/$$

раз больше. Метод расчета состоит в том, что направление рассеяния разыгрывается без учета поляризации, согласно сечению $\sigma_0(\theta)$, а поляризационная добавка учитывается "весом" /5/. Полный "вес" нейтрона после k-го соударения будет равен произведению "весов" /5/ от всех столкновений:

$$G_k = G_{k-1}\, g_k = \prod_{i=0}^{k} g_i, \qquad (k = 1, 2, \ldots), \qquad /6/$$

причем начальный "вес" задан: $G_0 = g_0 = 1$. Среднее значение разности $\Delta G_k = G_k - G_0$ будет определять поляризационную добавку в альбедо k-го соударения:

$$a_k = \frac{1}{G_0} \overline{\Delta G_k} = \frac{1}{N} \sum_s \Big(\prod_{i=1}^{k} g_i - 1 \Big)_s, \qquad N \to \infty, \qquad /7/$$

где N - число падающих нейтронов, а суммирование выполняется только по отраженным после k -го столкновения нейтронам.

Точность данного метода по существу ограничена только статистической погрешностью и погрешностью, связанной с недостаточной информацией об энергетической зависимости фаз рассеяния. Стандартная статистическая ошибка, которая нанесена на графиках /1-3/, не велика и в среднем составляет ≈ 5% /число историй нейтрона равно 100 000/.

При расчете данные о фазах (n, α) -рассеяния /1,4/ аппроксимировались функциями /энергия в МэВ/:

$$\delta_0 = -0{,}42\sqrt{E}, \quad \delta_1^- = 0{,}873\frac{E^4}{E^4+130},$$

$$\delta_1^+ = 0{,}606\left[\frac{0{,}606E^2}{0{,}606+E^4} + 3{,}8\frac{E^4}{1{,}52+E^4}\right](1-0{,}022E). \qquad /8/$$

Макроскопическое сечение рассеяния вычислялось по формуле:

$$\Sigma_s(E) = \frac{0{,}07676}{E}\left(\sin^2\delta_0 + \sin^2\delta_1^- + 2\sin^2\delta_1^+\right), \qquad /9/$$

где плотность гелия взята равной 0,125 г/см^3 /при температуре 4,2°К/.

Формулы /1/-/9/ полностью описывают историю нейтрона в гелиевой среде, когда магнитное поле отсутствует. При наличии поля добавляется уравнение движения /10/, описывающее прецессию вектора поляризации.

3. Зависимость эффекта α от магнитного поля

Если в гелиевой среде создать сильное магнитное поле $\vec{B}$, то вследствие быстрой прецессии нейтронных спинов случайная величина $(\vec{P}\vec{n})$ в /5/ примет среднее по времени свободного пробега значение, равное $P_B\, n$ при $B \to \infty$ / $\vec{P}_B$ - составляющая вектора $\vec{P}$ вдоль поля $\vec{B}$ /. В результате вклад поляризационного члена в g_k становится ниже и значение a уменьшается, т.е. вносится отрицательная реактивность. На рис. 1 приведены ре-

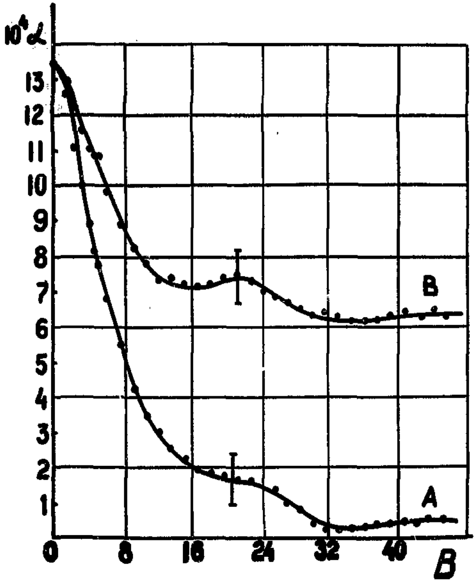

Рис. 1. Зависимость эффекта a от величины и направления магнитного поля $\vec{B}$ /кГс/. Падающий пучок нейтронов спектра деления коллинеарен и направлен по нормали $\vec{e}_z$ к поверхности отражателя. *(A)* - случай $B \parallel \vec{e}_z$, *(B)* - случай $\vec{B} \perp \vec{e}_z$.

зультаты расчета $a(B)$ для плоского гелиевого отражателя толщиной 18 см, когда падающий пучок нейтронов спектра деления $e^{-E}\, sh\sqrt{2E}$ коллинеарен и направлен по оси z перпендикулярно плоскости отражателя. Кривые *(A)* и *(B)* соответствуют параллельному и перпендикулярному оси z направлению магнитной индукции $\vec{B}$. Видно, что при $B \perp z$ поле не может полностью уничтожить эффект, т.е. не все нейтроны "забывают" о своей поляризации. Кроме того, функция $a(B)$ может быть осциллирующей. Поведение зависимостей (A) и (B) можно качественно объяснить на примере двукратного рассеяния моноэнергетического пучка нейтронов на гелиевом шаре /радиуса R /, так как основной вклад в эффект a вносят нейтроны второго соударения.

Будем считать, что ядра среды бесконечно тяжелые, вероятность 3-го и т.д. столкновений равна нулю и все нейтроны падающего в направлении z неполяризованного пучка рассеиваются в центре шара / $r = 0$/. При этих условиях

$$a_2(\vec{B}) = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi} \frac{\sigma_0(\theta)}{\sigma_s} \sin\theta d\theta \int_0^{R} e^{-\Sigma_s r} dr \times$$

$$\times \int_{\pi/2-\theta}^{\pi/2+\theta} \rho 2Re\, A^*(\theta') B(\theta') \sin\theta' d\theta' \int_{-\phi_0}^{\phi_0} \vec{P} \cdot \vec{n}\, d\phi',$$

где $\cos\phi_0 = ctg\,\theta\, ctg\,\theta'$, θ и θ' - углы 1-го и 2-го рассеяний, ρ - ядерная плотность, $\Sigma_s = \rho\sigma_s$, $t = r/v$. Вектор поляризации $\vec{P}$ подчиняется уравнению движения:

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \gamma_n (\vec{P} \times \vec{B}), \qquad /10/$$

где γ_n - гиромагнитное отношение нейтрона, и равен выражению/3а/ при $t = 0$. Если использовать приближение: $Re\, A^*B \approx Re\, A^*(\frac{\pi}{2}) B(\frac{\pi}{2}) \sin\theta$, то этот интеграл, вычисленный при $B \parallel z$ и $B \perp z$, запишется в виде:

$$a_2(B) = \frac{1}{6} P^2 J(\omega), \qquad (B \parallel z) \qquad /11а/$$

$$a_2(B) = \frac{1}{12} P^2 [J(0) + J(\omega)], \qquad (B \perp z) \qquad /11б/$$

Здесь $\omega = \gamma_n B$ - частота прецессии, $P = \frac{4\pi}{\sigma_s} 2 Re\, A^*(\frac{\pi}{2})$ $B(\frac{\pi}{2}) \approx P(\frac{\pi}{2})$,

$$J(\omega) \approx \frac{1}{1+(\omega\tau)^2}[1+(\omega\tau \sin\frac{\omega}{v}R - \cos\frac{\omega}{v}R)e^{-\Sigma_s R}$$ и $\tau = 1/\Sigma_s v$.

Таким образом, эффект в альбедо пропорционален квадрату поляризации и в случае,когда $B \perp z$ может быть снижен только до половины первоначального значения. Осцилляции обусловлены конечным размером мишени и растут с увеличением поля. При $R = \infty$ зависимость /11а/ принимает вид $[1+(\omega\tau)^2]^{-1}$, предсказанный в/3/.

При других угловых распределениях падающих нейтронов результаты в целом похожи на кривые рис. 1. Основное различие состоит в том, что с увеличением анизотропии эффект a возрастает. В частности, для изотропного и косинусоидального распределений: $a(0) = /0{,}90 \pm 0{,}05/.10^{-3}$ и $a(0) = /1{,}15 \pm 0{,}05/.10^{-3}$, соответственно, тогда как для коллинеарного пучка $a(0) = /1{,}35 \pm 0{,}05/.10^{-3}$.

4. Зависимость от энергии падающих нейтронов

Спектр нейтронов утечки - индивидуальная характеристика реактора. Поэтому представляет интерес найти зависимость $a(E)$, которая позволит оценить эффект a /как среднее по заданному спектру/ при любом энергетическом распределении падающих нейтронов.

На рис. 2 даны энергетические зависимости $a(E)$ для случаев косинусоидального /а/ и мононаправленного /в/ угловых распределений первичных нейтронов. Толщина гелиевого слоя прежняя, 18 см. Как и следовало ожидать, $a(E)$ имеет два положительных резонанса.

5. Зависимость от толщины отражателя

Ядра $^4He_2$ не поглощают нейтронов, поэтому альбедо β отражателя бесконечной толщины $(z = \infty)$ должно быть равно единице. Это означает, что эффект a исчезает при

$z \to \infty$. С другой стороны, $a \to 0$ при $z \to 0$. Отсюда следует, что должна существовать оптимальная толщина отражателя (z_0), при которой поляризационный эффект максимален. Можно показать, что если альбедо β и эффект a не чувствительны к изменению углового и энергетического распределений нейтронов и при малых толщинах отражателя линейно зависят от z, т.е. $\beta = bz$ и $a = az$ /вообще говоря, $a'_z(0)=0$/ при $z \ll 1/\Sigma_s$, то

$$a(z) = \frac{az}{(1+bz)^2}, \quad (0 < z < \infty). \qquad /12/$$

Здесь, кроме того, предполагается, что поляризация нейтронов, покидающих отражатель, не зависит от его толщины. Формула /12/ дает приближенную оценку оптимальной толщины: $z_0 \approx 1/b = [d\beta(0)/dz]^{-1}$.

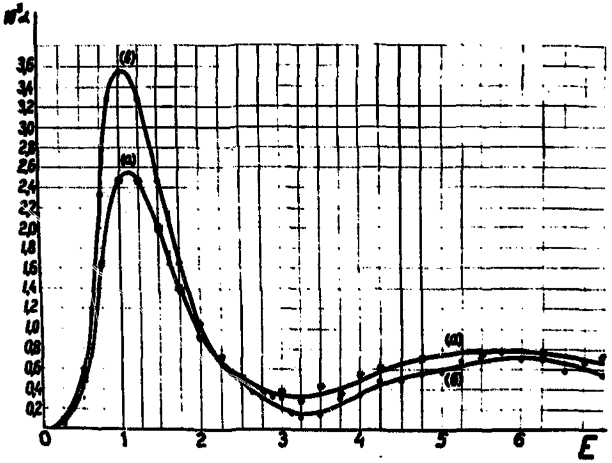

Рис. 2. Зависимость эффекта a от энергии /Мэв/ падающих нейтронов при косинусоидальном /а/ и мононаправленном /в/ угловых распределениях.

На рис. 3 изображена зависимость поляризационного эффекта a и альбедо β от толщины z для коллинеарного падающего пучка нейтронов спектра деления $e^{-E}\, sh\sqrt{2E}$.

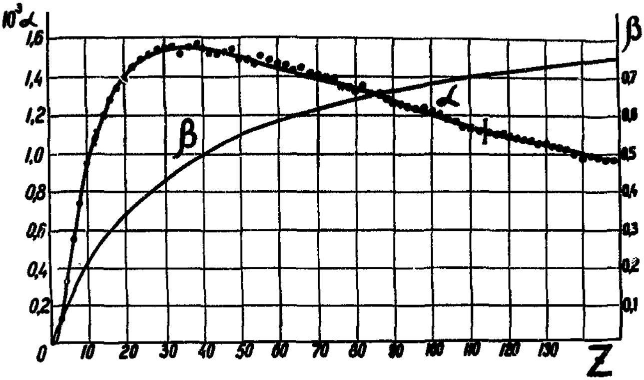

Рис. 3. Зависимость эффекта a и альбедо β от толщины /см/ гелиевого отражателя в случае коллинеарного падающего пучка нейтронов спектра деления.

Видно, что оптимальная толщина z_0 лежит в районе 35 см, т.е. равна примерно трем длинам свободного пробега. Значение эффекта в этой точке равно $/1,55 \pm 0,05/.10^{-3}$. При косинусоидальном угловом распределении, которое более реально, величина z_0 практически та же, но $a(z_0) = /1,35 \pm 0,05/.10^{-3}$. С учетом неточности, связанной с фазами рассеяния, приведенные ошибки следует, как показали оценки, увеличить в 3-5 раз. В соответствии с этим последнее значение $a(z_0)$ равно $/1,4 \pm 0,3/.10^{-3}$ и выражает верхнюю реально достижимую оценку эффекта в альбедо плоского отражателя. Для отражателя конечных размеров эффект еще меньше. В частности, для куба со стороной 30 см $a = /2,4 \pm 0,4/.10^{-4}$ /здесь нейтрон считается отраженным, если он вылетел со стороны куба, на которую падает первичный пучок/. В заключение отметим, что при моделировании зависимостей $a(z)$ и $a(B)$ использовался метод коррелированной выборки /6/ /в первом случае нейтроны распространялись сразу в нескольких отражателях различной толщины z, во втором - сразу в нескольких полях B /, поэтому разброс относительного положения расчетных точек на графиках рис. 1 и 3 меньше указанной там статистической ошибки.

Выводы

1. Реальная оценка поляризационного эффекта a в альбедо плоского гелиевого отражателя составляет $/1,4 \pm 0,3/ \cdot 10^{-3}$.

2. Если магнитное поле параллельно направлению z падающих на отражатель нейтронов, то уже при индукции 15 кГс эффект a исчезает практически полностью. Перпендикулярное оси z поле может снизить эффект только в два раза.

3. С ростом анизотропии падающих нейтронов эффект a увеличивается.

4. Максимального значения величина a достигает при толщине отражателя порядка 35 см.

Литература

1. *Г.Файснер. "Поляризация нуклонов при рассеянии", Москва, 1960.*
2. *I.Lepore. Phys.Rev., 79, 137 (1950).*
3. *Ю.Н.Казаченков, В.В.Орлов. АЭ, 33, 681 и 710, 1972.*
4. *Физика быстрых нейтронов. 2, 232, Атомиздат, 1966.*
5. *Ю.Н.Казаченков, В.В.Орлов. "Вопросы дозиметрии и защиты от излучений". Атомиздат, 4, 43, 1965.*
6. *Дж.Спанье, Э.Гелбард. "Метод Монте-Карло и задачи переноса нейтронов". Атомиздат, 1972.*

*Рукопись поступила в издательский отдел
31 июля 1973 года.*