9/VI-80

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

2477/2-80

Р3-80-65

Д.А.Корнеев

СПОСОБ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕРОЯТНОСТИ РЕВЕРСА СПИНА ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ НЕЙТРОНА ЧЕРЕЗ СПИН-ФЛИППЕР

Направлено в "Nuclear Instruments and Methods"

1980

1. Спин-флипперы - экспериментальные устройства, осуществляющие взаимный реверс спина нейтрона и ведущего магнитного поля - являются неотъемлемой частью физических установок, использующих анализ поляризации нейтронов. Методы анализа поляризации в экспериментах с поляризованными нейтронами подробно освещены в литературе /см., напр., [1] /. Как правило, в этих экспериментах измеряется так называемое r-отношение, которое выражается через интенсивности нейтронов после анализатора поляризации при включенном (N_-) и выключенном (N_+) спин-флиппере следующим образом:

$$r = \frac{N_-}{N_+}. \qquad /1/$$

В общем случае r-отношение записывается в виде [2]

$$r = \frac{1+P\cdot P_A(1-2f)}{1+P\cdot P_A}, \qquad /2/$$

где P - поляризация падающего пучка нейтронов, P_A - поляризующая способность анализатора поляризации, f - вероятность реверса спина нейтрона с помощью спин-флиппера. Если пренебречь деполяризацией пучка в ведущих магнитных полях, то в формуле /2/ следует положить $P=P_p$, где P_p - поляризующая способность поляризатора нейтронов. Используя в экспериментах только поляризатор, анализатор, спин-флиппер, и не привлекая в установку добавочного элемента с заранее известной вероятностью реверса спина /например, шим [3-5] /, не удается определить значение функции f спин-флиппера. По этой причине невозможно получить и точного значения поляризации пучка. Как правило, авторами дается нижняя оценка величины f или, для простоты, полагается $f=1$. Последнее утверждение не точно, так как в общем случае $f<1$ и является функцией величины магнитных полей спин-флиппера, а также длины волны нейтрона λ [6-8]. Последнее особенно важно в том случае, когда эксперименты с поляризованными нейтронами осуществляются с анализом энергии по методу времени пролета.

В данной работе доказывается возможность экспериментального определения вероятности реверса спина нейтрона для случая, когда в качестве спин-флиппера используется спин-флиппер, предложенный в работе [9], характерной особенностью которого является существование области нулевого поля в виде прямой линии. Показано, что особенности реверса спина при прохождении нейтрона через систему магнитных полей такого спин-флиппера позволяют экспериментально определить функцию $f(\lambda)$ без введения в установку добавочных элементов с заранее известной функцией f. Предлагаемый способ позволит осуществить разделение вкладов от поляризаторов и спин-флиппера в измеренное r-отношение.

2. Как правило, поляризующие способности поляризатора P_p и анализатора P_A близки к единице. Тогда, обозначив $\Delta P_p = 1 - P_p$, $\Delta P_A = 1 - P_A$ (ΔP_p, $\Delta P_A \ll 1$), формулу /2/ заменим приближенной

$$r \simeq \frac{1}{2}(\Delta P_p + \Delta P_A) + \Delta f, \qquad /3/$$

где $\Delta f = 1 - f$ и не обязательно мало. Значения ΔP_p и ΔP_A в общем случае различны. Для поляризаторов, представляющих собой ферромагнитные зеркала, величины ΔP_p и ΔP_A сильно зависят от углов скольжения нейтронов θ_p и θ_A, а также от длины волны нейтрона λ. В работе [9] приводится формула для функции f спин-флиппера при отсутствии рассеянных полей в зависимости от λ, y - координаты пересечения нейтроном плоскости xy спин-флиппера /см. рис. 1 из работы [9] /, а также от градиента магнитного поля спин-флиппера $\frac{\partial H_y}{\partial z}$. Формулу для f в [9] несложно расширить на случай, когда в области реверса имеется H_x-компонента рассеянного поля магнитов поляризатора и анализатора:

$$f = \exp\{-\epsilon \cdot \lambda [\frac{\partial H_y}{\partial z} y^2 + (\frac{\partial H_y}{\partial z})^{-1} H_x^2]\}, \qquad /4/$$

где $\epsilon \ll 1$.

При условии малости показателя экспоненты получим, что

$$\Delta f \simeq \epsilon \cdot \lambda [\frac{\partial H_y}{\partial z} \cdot y^2 + (\frac{\partial H_y}{\partial z})^{-1} H_x^2]. \qquad /5/$$

В этой формуле мы пренебрегли H_z-компонентой рассеянного поля, предполагая симметричное расположение спин-флиппера относительно анализатора и поляризатора. Заметим, что H_y - компонента рассеянного поля, в принципе, не влияет на процесс реверса. Для пучков нейтронов конечной ширины выражение /5/ необходимо усреднить по ширине пучка в пределах от $y - \frac{1}{2}\Delta y$ до $y + \frac{1}{2}\Delta y$, где y - значение y-координаты центра пучка, Δy - ширина пучка. В этом случае

$$\Delta f = \frac{1}{\Delta y}\int_{y-\frac{1}{2}\Delta y}^{y+\frac{1}{2}\Delta y} \Delta f(y')\,dy' = \epsilon\cdot\lambda\left[\frac{\partial H_y}{\partial z}\cdot y^2 + \frac{1}{12}\frac{\partial H_y}{\partial z}\Delta y^2 + \left(\frac{\partial H_y}{\partial z}\right)^{-1} H_x^2\right]. \qquad /6/$$

Из формулы /6/ следует полезный практический вывод о том, что должен наблюдаться максимум вероятности реверса /минимум Δf / при значении градиента $\frac{\partial H_y}{\partial z} = \sqrt{12}\frac{H_x}{\Delta y}$. Таким образом, при заданной ширине пучка и величине рассеянного поля существует оптимальное значение тока в рамках спин-флиппера.

Для упрощения дальнейших выкладок введем следующие обозначения:

$$\alpha(\lambda) = \epsilon\cdot\frac{\partial H_y}{\partial z}\cdot\lambda,$$

$$\gamma(\lambda) = \epsilon\left(\frac{\partial H_y}{\partial z}\right)^{-1}\cdot\lambda\cdot H_x^2 \qquad /7/$$

$$2k_0 = \frac{1}{6}\Delta y^2.$$

Используя введенные обозначения, упростим выражение /6/:

$$\Delta f = \alpha\cdot y^2 + k_0\alpha + \gamma. \qquad /8/$$

Вернемся к выражению /3/ для r-отношения. В том случае, когда измерения ведутся в белом спектре нейтронов без анализа энергии, не очевидно, что такой вид записи r-отношения сохранится. Можно доказать /см. приложение/, что в этом случае r-отношение является средним от $r(\lambda)$ по эффективному спектру нейтронов $\Phi(\lambda)$:

$$\bar{r} \simeq \frac{1}{2}[\overline{\Delta P}_p(\theta_p) + \overline{\Delta P}_A(\theta_A)] + \overline{\Delta f}\left(y, \frac{\partial H_y}{\partial z}, H_x\right). \qquad /9/$$

Черта сверху означает, что величина усреднена по эффективному спектру нейтронов. Тогда с учетом формулы /8/ $\overline{\Delta f}$ запишется

$$\overline{\Delta f} = \bar{\alpha} y^2 + k_0\bar{\alpha} + \bar{\gamma}. \qquad /10/$$

Подставляя отсюда значения $\overline{\Delta f}$ в формулу /9/ и обозначив $\frac{1}{2}[\overline{\Delta P}_p + \overline{\Delta P}_A]$ через $\overline{\Delta P}$, получим:

$$\bar{r} = \bar{r}(y) = \bar{\alpha} y^2 + k_0\bar{\alpha} + \bar{\gamma} + \overline{\Delta P}. \qquad /11/$$

Таким образом, зависимость r-отношения от y-координаты центра пучка можно представить в простом виде:

$$\bar{r}(y) = \bar{a}y^2 + c, \qquad /12/$$

где $c = k_0 \bar{a} + \bar{y} + \overline{\Delta P}$ и не зависит от y-координаты центра пучка.

Для того, чтобы определить значения интересующих нас величин $\overline{\Delta P}$ и $\overline{\Delta f}$, необходимо экспериментально измерить две функции: $\bar{r}_1(y) = \bar{a}_1 y^2 + c_1$ и $\bar{r}_2(y) = \bar{a}_2 y^2 + c_2$. Это можно сделать, перемещая спин-флиппер поперек пучка при двух значениях величины $\frac{\partial H_y}{\partial z}$, то есть, либо при двух разных значениях расстояния между рамками, либо при двух разных значениях тока в рамках спин-флиппера. Действительно, константы $\bar{a}_1$, $\bar{a}_2$, c_1 и c_2, определяемые в результате подгонки измеренных значений $\bar{r}_1(y)$ и $\bar{r}_2(y)$ параболами, позволяют, используя равенства /12/, получить систему уравнений

$$\bar{y}_1 + \overline{\Delta P} = c_1 - k_0 \bar{a}_1$$

$$\bar{y}_2 + \overline{\Delta P} = c_2 - k_0 \bar{a}_2 \qquad /13/$$

$$\bar{y}_2 = \frac{\bar{a}_1}{\bar{a}_2} \bar{y}_1 .$$

Последнее уравнение в /13/ является следствием зависимости коэффициентов a и y от величины $\frac{\partial H_y}{\partial z}$ /см. формулу /7//. Решая систему /13/, найдем неизвестные величины $\bar{y}_1$, $\bar{y}_2$ и $\overline{\Delta P}$. Найденное значение $\overline{\Delta P}$ позволяет определить среднее по спектру от произведения поляризующих способностей поляризатора и анализатора при фиксированных значениях углов скольжения нейтронов на поверхности зеркал:

$$\overline{P_p \cdot P_A} \simeq 1 - 2\overline{\Delta P} .$$

На основе полученных значений $\bar{a}_1$, $\bar{y}_1$ и $\bar{a}_2$, $\bar{y}_2$ находятся два значения $\overline{\Delta f}_{1,2}$ спин-флиппера для двух значений градиента $\left(\frac{\partial H_y}{\partial z}\right)_{1,2}$:

$$\overline{\Delta f}_{1,2} = \bar{a}_{1,2} y^2 + k_0 \bar{a}_{1,2} + \bar{y}_{1,2} .$$

В заключение заметим, что измерения функции Δf спин-флиппера без анализа энергии позволяют, тем не менее, определить не только значение средней величины по спектру от Δf, но и саму функцию $\Delta f(\lambda)$. Это следует из предполагаемой линейной зависимости Δf от λ /см. формулу /6//. Действительно, если среднее по спектру значение длины волны известно, то, зная коэффициенты $\bar{a}$ и $\bar{y}$, несложно получить значения коэффициентов $a(\lambda)$

и $\gamma(\lambda)$, входящих в $\Delta f(\lambda)$, используя формулы:

$$a(\lambda) = \bar{a}/\bar{\lambda} \cdot \lambda,$$

$$\gamma(\lambda) = \bar{\gamma}/\bar{\lambda} \cdot \lambda .$$

В заключение автор выражает искреннюю благодарность Ю.М.Останевичу и В.А.Кудряшову за поддержку в работе и плодотворные дискуссии, а также Ю.В.Тарану за полезные замечания.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Обозначим вероятности отражения для двух спиновых состояний нейтрона от поляризатора через R^P_+, R^P_- и анализатора через R^A_+, R^A_-. Пусть J_0 - интенсивность неполяризованного пучка, падающего на поляризатор. Неполяризованный пучок представим как сумму двух спиновых компонент

$$J_0 = J^0_+ + J^0_- , \qquad /1/$$

где $J^0_+ = J^0_- = \frac{1}{2} J_0$. В отраженном от поляризатора пучке вклад от /+/ и /-/-компонент перераспределится с учетом величин R^P_+, R^P_-:

$$J^P_0 = J^P_+ + J^P_- = R^P_+ J^0_+ + R^P_- J^0_- . \qquad /2/$$

Пренебрежем деполяризацией в ведущих магнитных полях. Действие спин-флиппера сведется к переориентации спинов, т.е. к переходу /+/-компоненты в /-/-компоненту и наоборот с вероятностью f, а переход из /+/ в /+/ и из /-/ в /-/ - с вероятностью $1 - f$. Таким образом, интенсивность после спин-флиппера перераспределится по компонентам следующим образом:

$$J^{s.f}_0 = J^{s.f}_+ + J^{s.f}_- = [J^P_+(1-f) + J^P_- \cdot f] + [J^P_+ \cdot f + J^P_-(1-f)] . \qquad /3/$$

Интенсивность на выходе анализатора по аналогии с /2/ запишем:

$$J^A_0 = J^A_+ + J^A_- = J^{s.f}_+ R^A_+ + J^{s.f}_- \cdot R^A_- . \qquad /4/$$

Подставляя /3/ в /4/ и учитывая равенство /1/, получим интегральное по спектру значение интенсивности нейтронов после анализатора при включенном спин-флиппере:

$$J^A_0 = \frac{1}{2} \int d\lambda J_0(\lambda) \{[R^P_+ \cdot f + R^P_-(1-f)] \cdot R^A_- + \qquad /5/$$

$$+ [R^P_+(1-f) + R^P_- \cdot f] \cdot R^A_+ \} .$$

Чтобы получить значение потока нейтронов в режиме проведения спина /при выключенном спин-флиппере/, достаточно в формуле /5/ положить $f=0$. Таким образом, $\bar{r}$ -отношение можно записать:

$$\bar{r} = \frac{\int J_0 R_+^P R_+^A \{[f + R_-^P/R_+^P(1-f)] R_-^A/R_+^A + [(1-f) + R_-^P/R_+^P \cdot f]\} d\lambda}{\int J_0 R_+^P R_+^A [R_-^P/R_+^P \cdot R_-^A/R_+^A + 1] d\lambda}. \qquad /6/$$

Обозначим член $J_0 R_+^P R_+^A$ через $\Phi(\lambda)$ и воспользуемся определением поляризующей способности:

$$\frac{R_-}{R_+} = \frac{1-P}{1+P}. \qquad /7/$$

При $1-P=\Delta P \ll 1$ равенство /7/ приобретает вид:

$$\frac{R_-}{R_+} \simeq \frac{\Delta P}{2}. \qquad /8/$$

Тогда, пользуясь введенным обозначением и равенством /8/, легко получить выражение для $\bar{r}$, применяемое в тексте:

$$\bar{r} \simeq \frac{\int \Phi(\lambda)[\frac{1}{2}(\Delta P_p + \Delta P_A) + \Delta f] d\lambda}{\int \Phi(\lambda) d\lambda} = \frac{1}{2}(\overline{\Delta P_p} + \overline{\Delta P_A}) + \overline{\Delta f}. \qquad /9/$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Абов Ю.Г., Гулько А.Д., Крупчицкий П.А. Поляризованные медленные нейтроны. Атомиздат, М., 1966.
2. Clark M.A., Robson J.M. Can. Journ. of Phys., 1961, 39, No.1.
3. Burgy M. et al. Phys.Rev., 1950, 80, p.953.
4. Stanford C.P. et al. Phys.Rev., 1954, 94, p.374.
5. Gulko A.D., Trostin S.S., Chudoklin A. Nucl.Instr. and Meth., 1965, 34, p.88.
6. Majorana E. Nuovo Cim., 1932, 9, p.43.
7. Motz L., Rose M.E. Phys.Rev., 1936, 50, p.348.
8. Владимирский В.В. ЖЭТФ, 1960, 39, с.1062.
9. Корнеев Д.А. ОИЯИ, Р13-12362, Дубна, 1979.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 января 1980 года.