

НОВАЯ ВОЗМОЖНОСТЬ ПОИСКА P, T -НЕИНВАРИАНТНЫХ ЭФФЕКТОВ

А.П.Серебров

Институт ядерной физики им. Б.П.Константинова
188350 г.Гатчина, Ленинградская обл., Россия

Поступила в редакцию 20 мая 1993 г.

Предлагается метод поиска P, T -неинвариантных эффектов при прохождении нейтронного пучка через поляризованную ядерную мишень. Метод состоит в измерении отношения асимметрии к поляризации и позволяет избавиться от ложных эффектов, связанных с ядерным псевдомагнетизмом и слабым магнетизмом.

В связи с обнаружением значительного усиления P -неинвариантных эффектов на p -резонансах [1] неоднократно поднимался вопрос о возможности наблюдения P, T -неинвариантного эффекта для корреляции $s[\mathbf{J} \times \mathbf{k}]$ при прохождении поляризованного нейтронного пучка через поляризованную ядерную мишень [2-8] (\mathbf{k} – волновой вектор нейтрона, s – спин нейтрона, \mathbf{J} – спин ядра мишени). Однако существует проблема выделения искомой корреляции $s[\mathbf{J} \times \mathbf{k}]$ на фоне эффектов от корреляций $(s \cdot \mathbf{J})$ и $(s \cdot \mathbf{k})$, ответственных за сильное и слабое спин-зависящие взаимодействия. Обычный метод измерения поляризации или асимметрии является неприемлемым в данном случае, поскольку эффекты от сильного и слабого взаимодействий значительно превосходят возможный P, T -неинвариантный эффект. Сравнение продольной поляризации (P), возникающей при прохождении через мишень неполяризованного пучка и асимметрии (A) счета детектора, возникающей при реверсе продольной поляризации пучка, падающего на мишень, позволяет решить данную задачу. Отличие асимметрии и поляризации может возникать для продольной поляризации только при нарушении временной четности, а для поперечной поляризации – при нарушении как пространственной четности, так и временной четности.

Предлагается метод измерения отношения асимметрии к поляризации, который может быть реализован в экспериментальной установке, представленной на рис.1. Она состоит из поляризатора (p), анализатора (a), исследуемой поляризованной ядерной мишени (T) и двух флипперов (F_1, F_2), обеспечивающих реверс поляризации нейтронного пучка, и детектора (D). Два возможных состояния флипперов дают четыре измеряемые скорости счета нейтронного детектора $N_{++}, N_{+-}, N_{-+}, N_{--}$. Индексы $+, -$ соответствуют знаку тока в первой и второй катушках адиабатических флипперов.

Данная схема является суммой двух схем: одной – для измерения асимметрии (поляризатор, флиппер F_1 , мишень, детектор) и второй – для измерения поляризации (мишень, флиппер F_2 , анализатор, детектор). Для измерения интересующей величины в данной схеме легко устранить влияние избыточных элементов, сложив результаты измерений с противоположными состояниями флипперов: флиппера F_1 для получения поляризации P , флиппера F_2 – для получения асимметрии A .

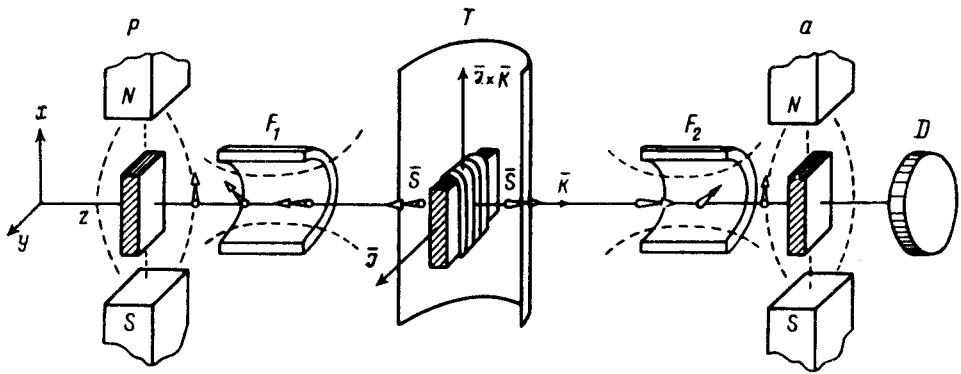


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: p – поляризатор, a – анализатор, T – поляризованная ядерная мишень с соленоидом, создающим магнитное поле, расположенная в сверхпроводящем магнитном экране, F_1, F_2 – флипперы нейтронной поляризации, D – детектор

Можно показать, что экспериментально измеряемое отношение

$$X \equiv \frac{(N_{++} + N_{+-}) - (N_{--} + N_{-+})}{(N_{++} + N_{-+}) - (N_{--} + N_{+-})} = \frac{pA}{aP} = \frac{p[(T_{11} - T_{22}) - (T_{12} - T_{21})]}{a[(T_{11} - T_{22}) + (T_{12} - T_{21})]} \quad (1)$$

является отношением асимметрии (A) к поляризации (P), поправленным на поляризующую (p) и анализирующую (a) способности поляризатора и анализатора. Оно может быть выражено через коэффициенты пропускания мишени без изменения и с изменением спинового состояния нейтрона $T_{11}, T_{22}, T_{12}, T_{21}$, которые определяются следующим образом:

$$\begin{pmatrix} J_1^k \\ J_2^k \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_1^n \\ J_2^n \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где $J_1^n, J_2^n, J_1^k, J_2^k$ – интенсивности нейтронных спиновых компонент до и после мишени, которые могут быть выражены через волновые функции соответствующих состояний:

$$J_1^n = \varphi_1(0)\varphi_1^*(0), \quad J_2^n = \varphi_2(0)\varphi_2^*(0), \quad (3)$$

$$J_1^k = \varphi_1(Z_0)\varphi_1^*(Z_0), \quad J_2^k = \varphi_2(Z_0)\varphi_2^*(Z_0). \quad (4)$$

Волновые функции являются решением уравнений

$$\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dZ^2} + (E - U - iW - \vec{\sigma}\mathbf{H})\psi = 0; \quad \psi = \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \end{pmatrix}, \quad (5)$$

$$\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\varphi_1}{dZ^2} + (E - U - iW - H_z)\varphi_1 - (H_x - iH_y)\varphi_2 = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\varphi_2}{dZ^2} + (E - U - iW + H_z)\varphi_2 - (H_x + iH_y)\varphi_1 = 0. \quad (7)$$

Решая уравнения (6), (7) и используя соотношения (2), получим

$$\begin{aligned}
 T_{11} - T_{22} &= \frac{2}{HH^*} \left[\operatorname{Re}(H_z H^*) \operatorname{sh} k \frac{\operatorname{Im} H}{E - U} Z_0 + \right. \\
 &+ \operatorname{Im}(H_z H^*) \sin k \frac{\operatorname{Re} H}{E - U} Z_0 \left. \right] \exp \left(-k \frac{w}{E - U} Z_0 \right), \quad (8) \\
 T_{12} - T_{21} &= \frac{2}{HH^*} \left(\operatorname{ch} k \frac{\operatorname{Im} H}{E - U} Z_0 - \cos k \frac{\operatorname{Re} H}{E - U} Z_0 \right) \cdot \\
 &\cdot (\operatorname{Re} H_x \operatorname{Im} H_y - \operatorname{Re} H_y \operatorname{Im} H_x) \exp \left(-k \frac{w}{E - U} Z_0 \right), \quad (9)
 \end{aligned}$$

где Z_0 – толщина мишени, H – эффективное псевдомагнитное поле, являющееся векторной суммой полей: магнитного H_m , ядерного псевдомагнитного поля $H_n = H_n^0 \mathbf{J}/J$, слабого псевдомагнитного поля $H_p = H_p^0 \mathbf{k}/k$, P, T -неинвариантного псевдомагнитного поля $H_t = H_t^0 [\mathbf{J} \times \mathbf{k}]/Jk$; реальная часть эффективного псевдомагнитного поля определяет энергию взаимодействия спина нейтрона ($\mu = 1$), мнимая ответственна за спин-зависящую часть поглощения; U – спин-независящая реальная часть потенциала среды для нейтрона, W – спин-независящая мнимая часть потенциала среды для нейтрона. Ось Z выбрана по оси пучка, ось Y выбрана так, чтобы вектор магнитного поля мишени лежал в плоскости YZ . Поскольку вектор поляризации мишени и вектор магнитного поля совпадают, компонента псевдомагнитного поля H_x обязана только взаимодействию $s(\mathbf{J} \times \mathbf{k})$. В отсутствие такого взаимодействия $H_x = 0$, а $T_{12} = T_{21}$, $P_z = A_z$.

Для продольно поляризованного пучка неравенство $T_{12} \neq T_{21}$ возникает только за счет псевдомагнитного P, T -неинвариантного поля H_t . Характерным эффектом наличия $s(\mathbf{J} \times \mathbf{k})$ -взаимодействия является особенность функции X вблизи $T_{11} - T_{22} \approx 0$, то есть вблизи угла $\vartheta = \pi/2$ – угла между направлением поляризации мишени и осью пучка (поперечно поляризованная мишень). Внутри области $+\pi/2 > \vartheta > -\pi/2$ P, T -неинвариантный эффект подавляется и величина X определяется отношением p/a . Эффекты $(s \cdot \mathbf{J})$ и $(s \cdot \mathbf{k})$ для величины X скомпенсированы в данной схеме на основе равенства $P_z = A_z$ для продольной поляризации. Рис.2,а иллюстрирует поведение функции $X(\vartheta)$ при наличии эффекта от $(s[\mathbf{J} \times \mathbf{k}])$ -взаимодействия.

По существу в предлагаемом эксперименте проверяется равенство прямого и обратного процессов спин-флиппа нейтрона при прохождении через поперечно поляризованную мишень – из положительной спиральности в отрицательную и наоборот. Векторная сумма магнитного и ядерного псевдомагнитного полей должна обеспечивать переворот спина нейтрона, что достигается подстройкой тока в поперечном соленоиде мишени для получения максимального эффекта.

Возможные ложные эффекты могут быть проверены поворотом мишени на 180° , изменением знака векторной суммы магнитного и ядерного псевдомагнитного полей, измерениями с неполяризованной мишенью, исследованием энергетической зависимости эффекта вблизи резонанса.

Выражения для $T_{11} - T_{22}$, $T_{12} - T_{21}$ в случае поперечной поляризации в X -направлении (P_x) могут быть получены из формул (8), (9) заменой $H_x \rightarrow H_y$, $H_y \rightarrow H_x$, $H_z \rightarrow H_z$; в случае поперечной поляризации в Y -направлении (P_y) заменой $H_x \rightarrow H_x$, $H_y \rightarrow H_x$, $H_z \rightarrow H_y$. Детальный анализ полученных

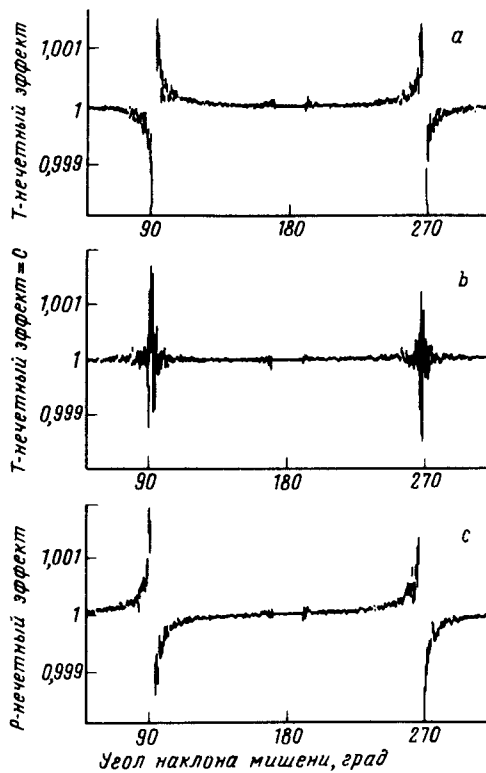


Рис.2. Моделированные зависимости функции $X(\vartheta)$: *a* – зависимость $X(\vartheta)$ при наличии искомого эффекта $s[\mathbf{J} \times \mathbf{K}]$, $\text{Im}H^0_t/\text{Im}H^0_n = 3 \cdot 10^{-5}$; *b* – зависимость $X(\vartheta)$ в отсутствие эффектов, которая характеризует статистическую точность измерений; *c* – зависимость $X(\vartheta)$, связанная с эффектом $(s \cdot \mathbf{K})$ и наличием поперечной составляющей поляризации в направлении X , $\text{Im}H^0_p/\text{Im}H^0_n = 10^{-1}$, $P_z = 10^{-3}$

соотношений показывает, что основным условием отсутствия ложного эффекта от $(s \cdot \mathbf{k})$ -взаимодействия в эксперименте по поиску P, T -неинвариантного $s[\mathbf{J} \times \mathbf{k}]$ взаимодействия является отсутствие вклада поперечной поляризации в X -направлении, тогда как вклад поперечной поляризации в Y -направлении не оказывает влияния. Ложный эффект в отличие от истинного не меняет знака при повороте мишени на 180° (см. рис.2,с), поэтому истинный P, T -неинвариантный эффект может быть выявлен поворотом мишени или реверсом суммарного поля $H_n + H_m$.

Разработка эксперимента на базе предлагаемого метода требует детального моделирования геометрии эксперимента с учетом расходимости пучка и неоднородностей магнитных полей, возникающих вблизи сверхпроводящего экрана мишени. Особо внимательного рассмотрения заслуживает вопрос о совершенстве адиабатических симметричных флипперов.

Эксперименты по поиску P, T -неинвариантных эффектов планируются в

Японии и США [9,10]. Особенностью предлагаемого метода является принципиально новый подход к подавлению ложных эффектов, основанный на использовании равенства $P_z = A_z$ и введении новой измеряемой величины $X = A/P$, требующей четырех измерений с разными комбинациями состояний двух флипперов до и после мишени.

В предлагаемом методе влияние спин-зависящего сильного взаимодействия ($s \cdot J$) компенсируется для любой проекции поляризации, а влияние слабого взаимодействия ($s \cdot k$) устраняется для продольной поляризации. При наличии малой поперечной составляющей поляризации P, T -неинвариантный эффект выделяется реверсом суммарного поля $H_n + H_m$.

Метод может быть реализован на пучке реактора ВВР-М с роторным прерывателем, разработанным в ИТЭФ, на импульсном реакторе ИБР-30 и других импульсных нейтринных источниках (КЕК, LAMPF). Наиболее выгодные условия для проведения такого эксперимента могут быть созданы на источнике горячих нейтронов реактора ILL (Гренобль).

Предварительные оценки для ^{139}La показывают, что статистически достижимая точность измерений отношения H_t^0/H_n^0 равна $3 \cdot 10^{-5}$, что приблизительно соответствует ограничению на CP -нарушающую нуклонную константу $2 \cdot 10^{-4}$. Настоящий экспериментальный предел, полученный из электрического дипольного момента нейтрона, равен $(2 \div 4) \cdot 10^{-3}$.

Автор благодарен А.К.Петухову за плодотворные обсуждения и проведение численных расчетов.

-
1. V.P.Alfimenkov et al. Nucl. Phys. A398, 93 (1983).
 2. P.K.Kabir, Phys. Rev. D25, 2013 (1982).
 3. L.Stodolsky, Nucl. Phys. B197, 213 (1982).
 4. V.E.Bunakov and V.P.Gudkov, Jour. de Phys. Colloque 45, C3, 77 (1984).
 5. L.Stodolsky, Phys. Lett. B172 5 (1986).
 6. P.K.Kabir, Phys. Rev. Lett. 60, 686 (1988).
 7. P.K.Kabir, Nucl. Instr. and Meth. A284, 63 (1989).
 8. Y.Masuda, KEK Preprint 90-113, October 1990.
 9. Y.Masuda, KEK Preprint 91-127, October 1991.
 10. J.D.Bowman, C.D.Dowman, J.E.Bush et al., Phys. Rev. Lett. 65, 1192 (1990).