

П И С Ь М А
В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ
 ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 62, ВЫПУСК 7
 10 ОКТЯБРЯ, 1995

*Журнал поддерживается в 1995 году Российским фондом
 фундаментальных исследований по проекту № 95-02-91030*

Письма в ЖЭТФ, том 62, вып.7, стр.529 - 534

© 1995г. 10 октября

**ЭФФЕКТ ПРЕЦЕССИИ СПИНА НЕЙТРОНА ВБЛИЗИ
 p -ВОЛНОВОГО РЕЗОНАНСА ^{139}La**

А.П.Серебров, А.К.Петухов, Г.В.Вальский, Г.А.Петров, Ю.С.Плева
Санкт-Петербургский институт ядерной физики им.Б.П.Константинова РАН
188350 Гатчина, Ленинградская обл., Россия

Поступила в редакцию 5 сентября 1995 г.

Представлены результаты измерений эффекта прецессии спина нейтрона вблизи p -волнового резонанса ^{139}La при энергии $E_p = 0.734$ эВ. Измерения выполнены на стационарном реакторе с использованием кристалл-дифракционной методики.

Как хорошо известно [1–6], слабое взаимодействие вызывает нейтронно-оптические явления при прохождении поляризованных нейтронов через вещество – прецессию спина нейтрона вокруг его импульса ($\Phi_{pnc} > 0$ соответствует вращению согласно правилу "правой руки"):

$$\Phi_{pnc} = -\frac{4\pi}{k} n L \text{Re}((f(0)_+ - f(0)_-)) \quad (1)$$

и дихроизм (спин-зависящее поглощение):

$$\Delta\sigma_{pnc} = \frac{4\pi}{k} \text{Im}((f(0)_+ - f(0)_-)), \quad (2)$$

где $f(0)_{+(-)}$ – амплитуда рассеяния вперед для двух противоположных значений спиральности нейтрона, k – волновое число, n – число ядер в 1 см^3 , L – толщина мишени.

Наиболее ярким примером является экспериментально обнаруженный эффект дихроизма вблизи p -волнового резонанса ^{139}La при энергии 0.734 эВ [7]. Этот эффект был исследован на высокопоточных нейтронных импульсных источниках [8–11] с использованием протонного поляризованного фильтра для

создания поляризации нейтронного пучка. Эффект прецессии спина нейтрона для ^{139}La был измерен только в тепловой точке [12]. Наблюдение же этого эффекта в окрестности p -волнового резонанса наталкивается на значительные экспериментальные трудности, связанные с дополнительным анализом поляризации нейтронного пучка после мишени и необходимостью обеспечения статистической точности измерений.

В наших измерениях был использован стационарный реактор и кристалл-дифракционная методика для создания поляризации нейтронного пучка и ее анализа, ранее успешно применявшаяся при исследовании эффектов нарушения четности при делении ядер [13]. Этот метод также позволяет выделять энергию нейтронного пучка с приемлемым для данной задачи энергетическим разрешением. Статистическая точность измерений обеспечивается высоким средним потоком стационарного реактора, а также высокой поляризующей и анализирующей способностью кристалл-дифракционного метода.

Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. Пучок нейтронов от реактора после прохождения многощелевого коллиматора (I падает на намагниченный до насыщения кристалл-поляризатор 2 (монокристалл гейслера сплава Cu_2MnAl ; $2d_{111} = 6.869 \text{ \AA}$), находящийся в лауэ-позиции. В результате дифракции формируется поляризованный в вертикальном направлении нейтронный пучок со средней длиной волны, удовлетворяющей условию Брэгга. После прохождения мишени и системы вспомогательных магнитных полей осуществляется анализ поляризации с помощью такого же кристалла-анализатора 13, настроенного на ту же длину волны, и детектора нейтронов 14. Переход от вертикального направления поляризации к продольному и обратно, а также реверс направления поляризации осуществляются с помощью двух адиабатических "флипперов" 3, 12. Для подавления возможной остаточной поперечной компоненты поляризации нейтронного пучка использовались "усредняющие" катушки 4, 11, питаемые переменным током с частотой 50 Гц. Амплитуда переменного тока выбиралась из условия, чтобы среднее по времени значение поперечной составляющей спина нейтрона на выходе из катушки было равно нулю. Изменение энергии пучка осуществляется изменением угла брэгговского отражения от кристаллов. Коэффициент отражения кристаллов составлял $\approx 2\%$ при поляризации нейтронов I-го порядка отражения $\approx 95\%$. Примесь нейтронов II-го порядка отражения составляла $\approx 50\%$ от интенсивности I-го порядка при поляризации $\approx 30\%$.

Данная экспериментальная установка была разработана для исследования возможных ложных явлений при поиске T -неинвариантных эффектов [14]. Использование двух скрещенных дополнительных $\pi/2$ -соленоидов 5, 7 позволяет переходить от измерений с продольно поляризованным пучком к измерениям с поперечно поляризованным пучком и исследовать эффект прецессии спина нейтрона.

В измерениях эффекта прецессии вектор поляризации нейтронного пучка, ориентированный после прохождения "усредняющей" катушки 4 вдоль оси Z , испытывает прецессию на угол $\pi/2$ вокруг оси X в области действия X -соленоида 5, приобретая, с точностью до экспериментальных погрешностей, ориентацию вдоль оси Y и образуя с ней небольшой угол Φ в плоскости XY . Данный угол может быть определен методом, иллюстрированным на рис. 2а, где представлен счет детектора нейтронов в зависимости от величины и направления тока I в Z -соленоиде (рис.1, поз.8, 10) для двух направлений тока в Y -соленоиде (рис.1, поз.7). Можно показать, что угол Φ определяется

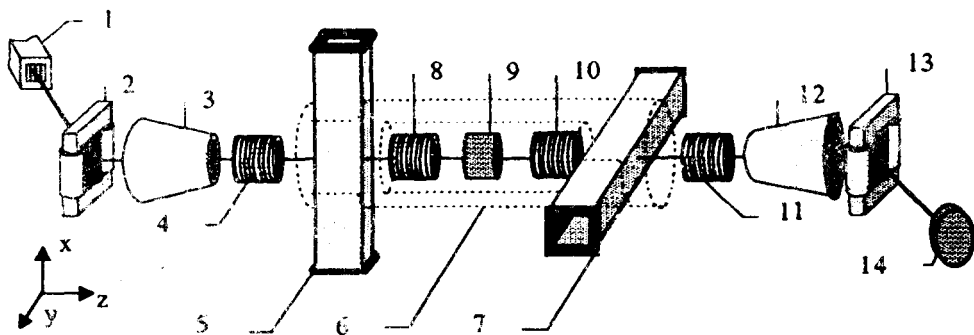


Рис.1. Схема экспериментальной установки: 1 - многослеевой коллиматор, 2 - магнит с поляризующим кристаллом, 3 - адиабатический флиппер, 4 - усредняющая катушка, 5 - X-соленоид, 6 - двухслойный магнитный экран, 7 - Y-соленоид, 8, 10 - Z-соленоид, 9 - ^{139}La -мишень, 11 - усредняющая катушка, 12 - адиабатический флиппер, 13 - магнит с анализирующим кристаллом, 14 - нейтронный счетчик

из соотношения

$$\frac{\tan(\Phi)}{\tan(\beta I_0)} = \frac{(N_{++} - N_{+-}) - (N_{--} - N_{-+})}{(N_{++} - N_{+-}) + (N_{--} - N_{-+})}, \quad (3)$$

где четыре величины N_{ik} соответствуют скорости счета нейтронного детектора для двух ($i = +, -$) противоположных направлений тока I_0 Z-соленоида и ($k = +, -$) Y-соленоида. Коэффициент β , задающий фазу поперечной составляющей поляризации пучка при заданном значении тока I_0 , был прокалиброван отдельным измерением полного периода поворота поляризации вокруг оси Z.

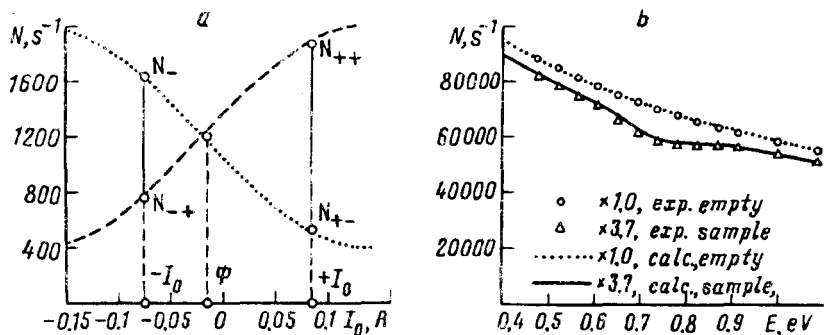


Рис.2. а - Скорость счета нейтронного детектора в зависимости от величины и направления тока Z-соленоида; б - экспериментально измеренные скорости счета детектора в зависимости от энергии нейтронов (точки) в сравнении с расчетными кривыми в измерениях с образцом и без образца в пучке

Сдвиг фазы $\Delta\Phi$, возникающий за счет слабого нуклон-ядерного взаимодействия в мишени, определялся как разностный эффект измерения фазы при введенной и выведенной из пучка мишени. Более подробное описание экспериментальной установки и методики эксперимента будет представлено в отдельной публикации позднее.

Разностный эффект $\Delta\Phi$ или угол прецессии спина нейтрона в слабом псевдомагнитном поле мишени представлен на рис.3б как функция энергии нейтронного пучка. На рис.3а представлены результаты измерения эффекта слабого дихроизма:

$$nL\Delta\sigma_{pnc} = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}, \quad (4)$$

выполненного в отдельном эксперименте. В этих измерениях кристалл-анализатор был удален, X- и Y-соленоиды выключены, а детектор нейтронов устанавливался по оси Z. Величины N_+ , N_- и $\Delta\sigma_{pnc}$ в выражении (4) соответствуют скорости счета нейтронного детектора и разности сечений для двух противоположных спиральностей пучка нейтронов, падающего на мишень.

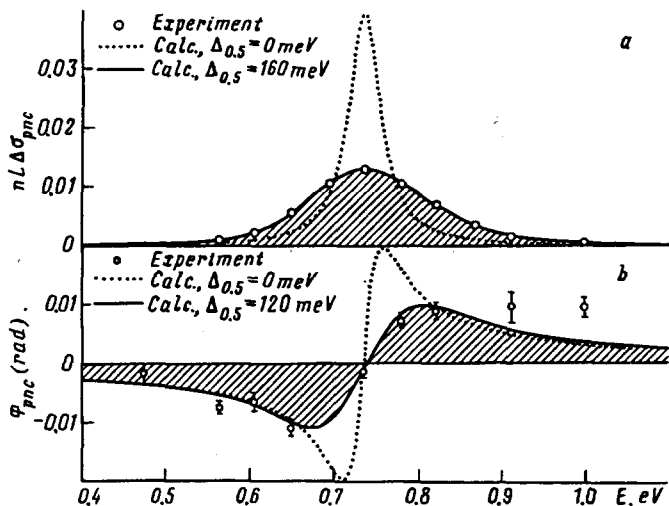


Рис.3. Основные результаты эксперимента (точки) в сравнении с теоретическим предсказанием (кривые): а) эффект P -нечетного дихроизма; б) эффект P -нечетной прецессии. Пунктир соответствует идеальному энергетическому разрешению установки, сплошная линия соответствует реальному разрешению

При своих преимуществах высокой светосилы и простоты кристалл-дифракционный метод проигрывает в энергетическом разрешении времяпролетному методу с использованием импульсного нейтронного источника. Как следствие, измеренные эффекты оказываются искаженными аппаратурной функцией разрешения установки. Однако эта проблема решается, если воспользоваться хорошо разработанной теорией дифракции нейтронов [15] и известными параметрами p -волнового резонанса [16].

Скорость счета детектора в измерениях с мишенью и без мишени в интервале разрешения может быть выражена следующим образом:

$$N_0(E_n) = \text{const} \int \omega(E)\eta(E)R(E)\mathcal{R}(E_n, E)dE, \quad (5)$$

$$N_t(E_n) = \text{const} \int \omega(E)\exp(-nL\sigma(E))\eta(E)R(E)\mathcal{R}(E_n, E)dE, \quad (6)$$

где $\omega(E) \propto 1/E$ - плотность потока нейтронов из реактора, $\eta(E) \propto 1 - \exp(-a/\sqrt{E})$ - эффективность детектора, $R(E) \propto 1/E$ - интегральная отражательная способность идеального кристалла [15],

$$\mathcal{R}(E_n, E) \propto \exp \left[-\frac{1}{2\Delta_{0.5}^2} \left(\frac{1}{\sqrt{E_n}} - \frac{1}{\sqrt{E}} \right)^2 \right]$$

– функция разрешения, полученная в предположении большой мозаичности кристалла и нормального закона распределения отдельных блоков вокруг брэгговской позиции [15], $\sigma(E)$ – полное сечение взаимодействия нейтронов с мишенью.

На рис.2б представлены результаты эксперимента по измерению пропускания образца ^{139}La ($L = 5\text{см}$) в сравнении с рассчитанными согласно (5), (6). Величина энергетического разрешения была определена путем сравнения полуширины экспериментального сечения резонанса ($E_p = 0.734\text{эВ}$) с расчетным и оказалась равной 0.160эВ . Данная величина включает в себя собственное разрешение кристалла-поляризатора и эффект доплеровского уширения резонанса.

Энергетическое разрешение установки для схемы с двумя кристаллами было получено в предположении равенства разрешения поляризатора и анализатора и оказалось равным 0.120эВ . Эта характеристика может быть улучшена, в принципе, применением более совершенных кристаллов на основе сплавов FeCo, FeSi.

Полученные значения разрешения использовались при описании энергетического хода эффекта слабого дихроизма и эффекта прецессии спина нейтрона. Эти эффекты при идеальном ($\Delta_{0.5} = 0$) разрешении установки описываются формулами [5]

$$\Delta\sigma_{pnc} = \frac{2\pi g}{k^2} \frac{xw(\Gamma_s^n \Gamma_p^n)^{1/2}}{[s][p]} [(E - E_s)\Gamma_p + (E - E_p)\Gamma_s], \quad (7)$$

$$\frac{d\Phi}{dz} = \frac{4\pi ng}{k^2} \frac{xw(\Gamma_s^n \Gamma_p^n)^{1/2}}{[s][p]} [(E - E_s)(E - E_p) - \frac{1}{4}\Gamma_s \Gamma_p], \quad (8)$$

где $g = (2J + 1)/(2I + 1)$ – статистический множитель; $E_{s,p}$, $\Gamma_{s,p}$ и $\Gamma_{s,p}^n$ – энергия, полные и нейтронные ширины s и p -компаунд резонансов, соответственно; w – матричный элемент слабого P -нечетного взаимодействия между этими резонансами; $[s], [p] = (E - E_{s,p})^2 + \frac{1}{4}\Gamma_{s,p}^2$; $x = \sqrt{\Gamma_p^n(1/2)/\Gamma_p^n}$ – параметр смеси каналов ($\Gamma_p^n(1/2)$ – парциальная ширина p -волнового нейтрона с полным угловым моментом $j = 1/2$). Из (7) и (8) следует, что максимальное значение эффекта дихроизма равно размаху эффекта прецессии:

$$P_{max} = n\Delta\sigma_{pnc}(E_p)L = \Phi_{max}(E_p - \Gamma_p/2) - \Phi_{max}(E_p + \Gamma_p/2). \quad (9)$$

Подставляя выражение (7) в (6) и воспользовавшись (4), можно получить модель эксперимента по слабому дихроизму с единственным свободным параметром – xw , подлежащим определению. Он оказался равным:

$$xw = (1.77 \pm 0.13)\text{мэВ}, \quad \text{или} \quad \Delta\sigma_{pnc}/\sigma_p = (10.2 \pm 0.8)\%,$$

где точность измерений величины эффекта ограничена точностью измерений поляризации пучка и точностью учета доли интенсивности II-го порядка отражения.

Форма зависимости эффекта дихроизма от энергии налетающих нейтронов при разрешении установки, равном 0.160эВ , показана на рис.3а сплошной линией. Видно хорошее согласие экспериментальных точек с зависимостью, рассчитанной согласно описанной модели.

Воспользовавшись расчетным значением энергетического разрешения, равным 0.120эВ для двухкристалльной схемы эксперимента, и величиной xw ,

определенной из измерений эффекта дихроизма, аналогичным образом была рассчитана ожидаемая величина и форма энергетической зависимости эффекта прецессии спина нейтрона, показанная на рис.3б сплошной линией. Сравнение с экспериментально измеренными значениями позволяет сделать вывод об общем согласии теоретического предсказания с экспериментом: 1) измеренный эффект прецессии спина нейтрона изменяет знак в точке резонанса в соответствии с выражением (8); 2) размах эффекта соответствует ожидаемому (9). Для анализа более детальной формы эффекта, в частности на правом крыле кривой, требуется проведение более тщательных измерений с улучшенной статистической точностью. Предполагается проведение более точных сравнительных измерений обоих эффектов в одинаковых экспериментальных условиях в усовершенствованной постановке эксперимента.

В проведенных измерениях максимальный экспериментальный эффект дихроизма в резонансе ($7 \cdot 10^{-3}$) был определен со статистической точностью 2% в течение 20 мин. Время измерений эффекта прецессии было более длительным из-за необходимости применения двухкристалльной схемы. Оно составило 12 ч на каждой точке для позиции с мишенью и 4 ч для позиции без мишени. Следует отметить, что темпы набора статистики могут быть увеличены в 100–300 раз при использовании нейтронного пучка от источника горячих нейтронов высокопоточного реактора ILL (Гренобль).

Представленные здесь результаты являются предварительными, но вместе с тем наглядно иллюстрируют возможности кристалл-дифракционного метода на стационарных реакторах для исследования *P*- и *T*-неинвариантности в нейтронных реакциях.

Авторы выражают благодарность Д.В.Николаеву, А.М.Морозову, В.И.Петровой, И.Краснощечковой, внесшим существенный вклад на различных этапах подготовки данного эксперимента, а также сотрудникам отдела нейтронных исследований ПИЯФ РАН за моральную поддержку и интерес к работе.

Работа выполнена при содействии грантов: грант 93-02-3866 (с 1993 г.) Российского фонда фундаментальных исследований; грант R4L000 (с 1993 г.) Международного научного фонда и грант R4L300 (с 1995 г.) Международного научного фонда и Российского правительства.

-
1. F.C.Michel, Phys. Rev. **133B**, 329 (1964).
 2. M.Forte, Nouvo Cim. **18**, 276 (1973).
 3. L.Stodolsky, Phys. Lett. **50B**, 352 (1974).
 4. O.P.Sushkov and V.V.Flambaum, Phys. Rev. Lett. **B 94**, 277 (1980).
 5. V.E.Bunakov and V.P.Gudkov, Nucl. Phys. **A303**, 285 (1981).
 6. O.P.Sushkov and V.P.Flambaum, Usp. Fiz. Nauk **136**, 3 (1982).
 7. V.P.Alfimenkov, F.B.Borzakov, Vo Van Thuan et al., Nucl. Phys. **A398**, 93 (1983).
 8. Y.Masuda, T.Adachi, A.Masaiki et al., Nucl. Phys. **A504**, 269 (1989).
 9. C.D.Bowman, J.D.Bowman, V.W.Yuan et al., Phys. Rev. C **39**, 1721 (1989).
 10. V.W.Yuan, C.D.Bowman, J.D.Bowman et al., Phys. Rev. C **44**, 2187 (1991).
 11. T.Adachi, K.Asahi, M.DoI et al., Nucl. Phys. **A577**, 433 (1994).
 12. B.Heckel, M.Forte, N.F.Ramsey et al., J. de Phys. **45**, C3, 89 (1984).
 13. G.A.Petrov, G.V.Valsky, A.K.Petukhov et al., Nucl. Phys. **A502**, 297 (1989).
 14. A.P.Serebrov, JETP Letters **58**, 14 (1993).
 15. Ю.А.Александров, Э.И.Шарапов, Л.Чер, *Дифракционные методы в нейтронной физике*, М.: Энергоиздат, 1981.
 16. S.F.Mughabghab, M.Divadeenam, and N.E.Holden, *Neutron Cross Sections*, NY. Acad. Press. (1981).