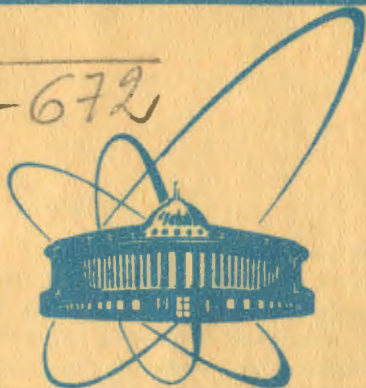


K-672



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

e
+

5758/2-81

23/11-81

P3-81-547

Д.А.Корнеев, В.В.Пасюк, Х.Ржаны, А.Ф.Щебетов

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ЗЕРКАЛЬНЫХ
НЕЙТРОНОВОДОВ-ПОЛЯРИЗАТОРОВ.
ПОЛЯРИЗУЮЩИЕ СВОЙСТВА

1981

ВВЕДЕНИЕ

Сочетание метода времени пролета с поляризационным анализом в тепловой области энергий нейтронов позволит существенно расширить экспериментальные возможности нейтронных исследований в физике твердого тела. Отличительной чертой установок, использующих времяпролетную методику, является возможность одновременного использования нейтронов в широком диапазоне длин волн. До недавнего времени возможности создания поляризованных пучков тепловых нейтронов на импульсных реакторах были ограничены отсутствием светосильных устройств, позволяющих эффективно поляризовать нейтроны во всей области максвелловского спектра. Несколько лет назад в ЛИЯФ АН СССР при поддержке ЛНФ ОИЯИ была предпринята попытка создания таких систем, которые позволили бы получать поляризованные пучки тепловых нейтронов достаточно высокой интенсивности. Первые результаты, полученные в 1977 году в этом направлении^{/1/}, дали положительный эффект и позволили приступить к проектированию в ЛНФ ОИЯИ спектрометра поляризованных тепловых нейтронов для реактора ИБР-2 ОИЯИ.

В основу спектрометра положены два поляризационно-чувствительных элемента /поляризатор и анализатор/, представляющие собой 5-метровые изогнутые нейтроноводы^{/2/}, выполненные из немагнитных FeCo-поляризующих зеркал с TiGd-подслоем. Геометрические параметры нейтроноводов выбраны так, чтобы обеспечить в дальнейшем исследования в области длин волн от 0,7 до 6Å. Для выяснения физических характеристик установки, использующей в качестве поляризатора и анализатора нейтроноводы на реакторе ИБР-30, была собрана упрощенная модель спектрометра.

В данной работе приводятся результаты изучения поляризующих способностей нейтроноводов, установленных на реакторе ИБР-30. Основное внимание обращается на спектральную зависимость поляризующих свойств нейтроноводов. Из рассмотрения механизма возникновения поляризации при отражении нейтронов от намагнитенных зеркал получена формула, описывающая зависимость поляризации пучка от длины волны нейтрона и углов падения на зеркало. Показано, что экспериментальные результаты хорошо описываются полученной формулой.

§1. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Общий вид установки изображен на рис.1. На нейтронород-поляризатор 1 падал пучок нейтронов, коллимация которого составляла $0,8 \times 10^{-3}$ рад. На расстоянии 0,4 м от выходного окна поляризатора размещался спин-флиппер 2. На конце нейтронорода-анализатора 3 находился детектор 4. Концы нейтронородов опирались на юстировочные столы специальной конструкции, обеспечивающие независимое передвижение концов нейтронородов в пределах ± 100 мм /с точностью 0,1 мм/. Каждый из нейтронородов находился внутри зазора П-образных магнитов 5, которые образовывали единый 5-метровый канал 7. Нейтронород, представляющий собой изогнутый зеркальный канал 7, размещался внутри несущей вакуумируемой трубы 6 и крепился юстировочными винтами 8. Вся конструкция собиралась как единое целое на балке 9. Напряженность поля в зазорах магнитов составляла 480 эрстед. Расстояние от детектора до зоны реактора составляло 65 м. Поперечное сечение пучка нейтронов в плоскости выходного окна поляризатора было $30 \times 2,5$ мм², а область эффективного реверса спин-флиппера была адекватна форме поперечного сечения пучка нейтронов на выходе нейтронорода. Использовался спин-флиппер, обладающий слабой спектральной зависимостью^{3,4/}, что обеспечивало возможность точного определения спектральных особенностей поляризации пучка без потерь в интенсивности.

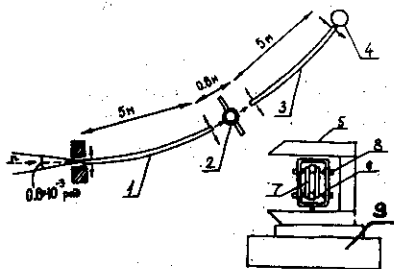


Рис.1. Общая схема установки.

1 - нейтронород-поляризатор, 2 - спин-флиппер, 3 - нейтронород-анализатор, 4 - детектор, 5 - магнит, 6 - вакуумируемая труба, 7 - зеркальный канал, 8 - юстировочные винты, 9 - несущая балка.

§2. МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Измерения поляризующей способности нейтронородов сводились к следующему. Измерялись спектры нейтронов $N_-(\lambda)$ и $N_+(\lambda)$ при включенном и выключенном спин-флиппере соответственно. Как было показано в^{5/}

$$r(\lambda) = \frac{N_-(\lambda)}{N_+(\lambda)} \approx \frac{1}{2} (\Delta P_P + \Delta P_A) + \Delta f(\lambda), \quad (1/)$$

где $\Delta P_P(\lambda) = 1 - P_P(\lambda) \ll 1$, $\Delta P_A(\lambda) = 1 - P_A(\lambda) \ll 1$, $\Delta f = 1 - f(\lambda)$, ($P_P(\lambda)$, $P_A(\lambda)$) - поляризующие способности поляризатора и анализатора соответ-

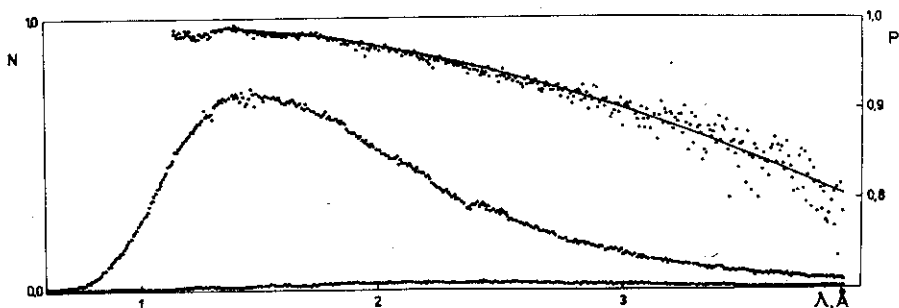
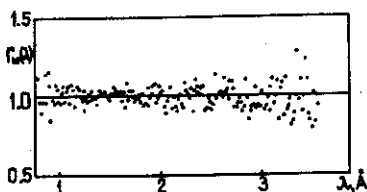


Рис.2. Нижняя кривая - $N_-(\lambda)$ - спектр нейтронов при включенном спин-флиппере; средняя кривая - $N_+(\lambda)$ спектр нейтронов при выключенном спин-флиппере; точки на верхней кривой - измеренная зависимость функции $1-g(\lambda)$, сплошная кривая - зависимость функции $1-g(\lambda)$, построенная по формуле /14/ со значениями параметров $A_1 = 0,191$, $A_2 = 10^{-3}$.

Рис.3. Зависимость от λ g -отношения для случая, когда в пучке находился тонкий железный шим.



венно, $g(\lambda)$ - вероятность реверса спина с помощью спин-флиппера/. Таким образом, интересующая нас величина $P(\lambda) = P_P(\lambda) = P_A(\lambda)$ выражается через измеренную функцию $g(\lambda)$

$$P(\lambda) = 1 - g(\lambda) + \Delta f(\lambda). \quad /3/$$

Как было показано в /4,5/, для спин-флиппера $\Delta f(\lambda) = \text{const} \cdot \lambda$, поэтому $P(\lambda)$ можно записать в виде

$$P(\lambda) = 1 - g(\lambda) + \alpha \cdot \lambda. \quad /4/$$

На основе измеренных спектров $N_+(\lambda)$ и $N_-(\lambda)$ строилась зависимость $g(\lambda) = \frac{N_-}{N_+}$. На рис.2 показаны спектры $N_+(\lambda)$ и $N_-(\lambda)$ и функция $g(\lambda) = N_-/N_+$.

Для проверки возможности применения шим-метода в поляризационных экспериментах по методу времени пролета были проведены измерения, позволяющие оценить спектральную зависимость вероятности реверса спина нейтрона тонким /0,5 мм/ железным

шимом. Шим размещался на пути нейтронов в промежутке между спин-флиппером и анализатором и измерялись спектры при включенном ($N_{-}^{\text{ш}}(\lambda)$) и выключенном ($N_{+}^{\text{ш}}(\lambda)$) спин-флиппере. На рис.3 приведено измеренное значение $r_{\text{ш}}(\lambda) = \frac{N_{-}^{\text{ш}}(\lambda)}{N_{+}^{\text{ш}}(\lambda)}$. Используя измеренное значение $r_{\text{ш}}(\lambda)$, вероятность реверса спина нейтрона с помощью шима мы оценили по следующей формуле:

$$f_{\text{ш}}(\lambda) \approx \frac{1 + r_{\text{ш}}(\lambda)}{4}.$$

/5/

§3. О ЗАВИСИМОСТИ ПОЛЯРИЗУЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ НЕЙТРОНОВОДА ОТ ДЛИНЫ ВОЛНЫ НЕЙТРОНА И ЭФФЕКТИВНОГО УГЛА ПАДЕНИЯ НА СТЕНКИ

Рассмотрим особенности возникновения поляризации при зеркальном отражении от намагниченных ферромагнетиков. Известно, что поляризация возникает из-за различия амплитуд рассеяния для нейтронов с разными проекциями магнитного момента на вектор намагниченности отражающей стенки. Величины этих амплитуд выражаются через ядерную амплитуду $a_{\text{я}}$ и магнитную амплитуду $a_{\text{м}}$:

$$a_{+} = a_{\text{я}} + a_{\text{м}}$$

$$a_{-} = a_{\text{я}} - a_{\text{м}}$$

/6/

В том случае, когда a_{-} близка к нулю, поляризация отраженного пучка максимальна. Это связано с тем, что коэффициенты отражения R_{+} и R_{-} для разных проекций спина выражаются через a_{+} и a_{-} следующим образом^{/6/}:

$$R_{\pm} = \frac{\left| \sqrt{\gamma^2 - \lambda^2 \frac{Na_{\pm}}{\pi}} - \gamma \right|^2}{\left| \sqrt{\gamma^2 - \lambda^2 \frac{Na_{\pm}}{\pi}} + \gamma \right|^2},$$

/7/

где γ - угол скольжения, N - плотность ядер в единице объема, λ - длина волны нейтрона. Из /7/ следует, что R_{-} строго равняется нулю только при $a_{-} = 0$, во всех остальных случаях $R_{-} > 0$ и зависит как от длины волны нейтронов, так и от угла падения на зеркало. Поляризующая способность зеркал определяется как величина

$$P = \frac{R_{+} - R_{-}}{R_{+} + R_{-}}.$$

/8/

Подставив сюда значения R_+ и R_- из /7/ и проделав несложные преобразования, получим:

$$P(\lambda, \gamma) = \frac{\sqrt{1 + \frac{N}{\pi} |a_-| \cdot \frac{\lambda^2}{\gamma^2}}}{1 + \frac{N}{2\pi} |a_-| \cdot \frac{\lambda^2}{\gamma^2}} \quad /9/$$

Формула /9/ справедлива для $a_- < 0$ и $\gamma < \gamma_c(\lambda)$.

Мы получили достаточно простую зависимость поляризующей способности зеркал от величины a_- , λ и γ . В том случае, когда

$$\frac{N \cdot |a_-|}{\pi \cdot \gamma^2} \cdot \lambda^2 \ll 1, \quad /10/$$

формула для $P(\lambda, \gamma)$ приобретает особенно простой вид:

$$P(\lambda, \gamma) = 1 - \frac{3}{8} \left(\frac{N \cdot |a_-|}{\pi \cdot \gamma^2} \right)^2 \cdot \lambda^4 \quad /11/$$

Для сплавов $\text{Co}_{60}\text{Fe}_{40}$ условие /10/ реализуется в достаточно широком интервале длин волн, а условие $\gamma < \gamma_c(\lambda)$ в нашем случае соблюдалось для значений $\lambda \geq 0,7 \text{ \AA}$.

При рассмотрении задачи с учетом многократных соударений нейтронов о стенки нейтронотода, формула для поляризации приобретает вид

$$P^{(n)}(\lambda, \gamma) \approx 1 - 2 \left[\frac{\sqrt{1 + \frac{N \cdot |a_-|}{\pi \cdot \gamma^2} \lambda^2} - 1}{\sqrt{1 + \frac{N \cdot |a_-|}{\pi \cdot \gamma^2} \lambda^2} + 1} \right]^{2n} \quad /12/$$

Из формул /11,12/ следует, что поляризация зависит от длины волны λ нейтрона, амплитуды a_- и угла скольжения γ .

Отметим, что случай $a_- = 0$ практически нереализуем по той причине, что если в среднем по поверхности условие $a_- = 0$ может быть выполнено с высокой степенью точности, то избежать локальных нарушений условия $a_- = 0$, видимо, невозможно. Обсудим предельно возможные значения поляризации при однократном отражении от зеркал. В том случае, когда удастся подавить значение a_- практически до нуля, основным механизмом, понижающим величину поляризации отраженного пучка, становится механизм отражения от поглощающего подслоя, реальная часть амплитуды рассеяния которого не равна нулю. В этом случае под a_- в формулах /9,11/ следует понимать значение действительной части амплитуды рассеяния поглощающего подслоя. Если же и она сведена к нулю с большой степенью точности, то должен появиться третий механизм, препятствующий возникновению 100% поляризации пучка, это - "металлическое" отражение от поверхности сильно поглощающего вещества. Используя формулы из /7, стр.300/, можно

показать, что поляризация в этом случае будет

$$P_{\sigma_a}(\lambda, \gamma) = 1 - \frac{1}{4} \left(\frac{N \cdot \sigma_a(\lambda)}{\pi \cdot \gamma} \cdot \lambda \right)^2, \quad /13/$$

где σ_a - сечение поглощения вещества подслоя. Так, при использовании сильно поглощающего сплава с $\text{Re}a \approx 0$ /например, $\text{Gd} + \text{Ti}$ /, $R/\lambda \sim 2 \text{ \AA}$, $\gamma \sim 10^{-8} \text{ рад/} \leq 1 \cdot 2 \times 10^{-5}$. По-видимому, это по порядку величины соответствует максимальному значению поляризации, которое можно получить отражением от поляризующих зеркал с Gd -подслоем в тепловой области энергий нейтронов. Отметим любопытную особенность в формуле /13/. Так как $\sigma_a(\lambda) \sim \lambda$, то поляризация $P(\lambda, \gamma)$ будет $P_{\sigma_a}(\lambda, \gamma) \sim 1 - \alpha \cdot \lambda^4$, ($\alpha \sim 1,5 \cdot 10^{-6}$), т.е. характер спектральной зависимости поляризации пучка в этом случае остается тем же, что и при учете основного механизма, связанного с неравенством нулю амплитуды a_- .

§4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

Была произведена аппроксимация экспериментальной зависимости $F(\lambda) = 1 - r_3(\lambda)$ двумя разными функциями, соответствующими двум моделям, с использованием метода наименьших квадратов. В первой модели число соударений принималось равным единице, а минимизируемая функция на основе формулы /10/ выглядела следующим образом:

$$F_1(\lambda) = \frac{\sqrt{1 + A_1 \cdot \lambda^2}}{1 + \frac{A_1}{2} \cdot \lambda^2} - A_2 \cdot \lambda. \quad /14/$$

Во второй модели вводился свободный параметр B_3 /не зависящий от λ /, соответствующий среднему числу соударений. В этом случае минимизируемая функция в соответствии с формулой /12/ записывалась в виде

$$F_2(\lambda) = 1 - 2 \left[\frac{\sqrt{1 + B_1 \cdot \lambda^2} - 1}{\sqrt{1 + B_1 \cdot \lambda^2} + 1} \right]^{2 \cdot B_3} - B_2 \cdot \lambda. \quad /15/$$

По своему физическому смыслу параметры A_1 и B_1 . A_2 и B_2 совпадают. В таблице приведены результаты подгонки параметров A_1 , A_2 , B_1 , B_2 , B_3 . Обе подгонки дают приблизительно одинаковое значение параметров, связанных с величиной, стоящей в качестве множителя перед λ^2 в формулах /14/ и /15/. Попытка параметризации формулой /15/, учитывающей число соударений, привела к результату, из которого следует, что среднее число соударений n о стенки нейтронов, вылетевших из нейтроновода, близко к единице. Из этого результата следует, что за счет не-

Таблица

	A_1	B_1	A_2	B_2	B_3
	$0,199 \pm$ $\pm 0,19 \cdot 10^{-2}$	$0,191 \pm$ $\pm 0,16 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-3} \pm$ $\pm 0,27 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-3} \pm$ $\pm 0,2 \cdot 10^{-3}$	$1 \pm 0,5 \cdot 10^{-2}$
χ^2/n	2,57	2,73	2,57	2,73	2,73

высокого качества поверхности зеркал при коллимации пучка $\Delta y \sim 10^{-3}$ рад конца нейтроновода достигают нейтроны с минимальным числом соударений. Вид зависимости $F_n(\lambda)$ со значениями параметров B_1, B_2, B_3 , приведенными в таблице, изображен на рис.2 сплошной кривой. Для более точного определения параметров, входящих в формулу /15/, необходимо существенно увеличить статистику. Возможно, что повышение статистики заставит пересмотреть параметризацию функции $P(\lambda, y)$ и учесть эффекты второго порядка малости, такие, как деполяризация в процессе отражения от зеркал. Однако полученные результаты позволяют с хорошей точностью описать зависимость поляризующей способности нейтроноводов от длины волны нейтронов /см. формулу /9//.

Из полученных значений параметров можно сделать оценку на эффективную амплитуду рассеяния зеркал a_- с отрицательной проекцией магнитного момента. При $A_1 \approx B_1 = 0,191$, величина $|a_-|$ оказывается равной 6×10^{-6} Å, а отношение $a_-/a_+ \approx 0,06$. Ответ на вопрос, связано ли значение $a_- = 6 \times 10^{-6}$ Å с неполной компенсацией ядерной и магнитной амплитуд FeCo -сплава или с величиной когерентной амплитуды TiGd -подслоя, не совсем ясен. Можно предположить, что происхождение a_- связано с отражающим TiGd -подслоем.

Результаты, полученные в измерениях с шимом величины $r_{III}(\lambda)$, позволяют сделать заключение о том, что зависимость вероятности реверса $f_{III}(\lambda)$ в интервале длин волн от 1 до 3,5 Å отсутствует ($f_{III} \approx 1/2$) в пределах ошибки измерений. Это позволяет надеяться, что в поляризационных измерениях по методу времени пролета шим-метод можно рассматривать как применимый. Однако для измерений, в которых точное знание спектральной зависимости $f_{III}(\lambda)$ имеет принципиальный характер, потребуется более тщательное изучение функции $f_{III}(\lambda)$.

ВЫВОДЫ

1. Описывается установка для поляризационного анализа на основе двух 5-метровых нейтроноводов-поляризаторов, собранных на реакторе ИБР-30 ОИЯИ.

2. На основе рассмотрения механизма возникновения поляризации пучка нейтронов при отражении от намагниченного $FeCo$ -зеркала с поглощающим подслоем получены формулы, описывающие спектральную зависимость поляризующей способности без учета деполаризации при отражении.

3. Обсуждаются экспериментальные результаты, полученные при измерении поляризующей способности нейтронных волноводов $P(\lambda)$. Показано, что измеренные спектральные зависимости $P(\lambda)$ хорошо описываются полученной формулой. Параметры, входящие в выражение для $P(\lambda)$, позволяют сделать оценки на физические характеристики поляризующих зеркал.

4. В пределах ошибки измерений не обнаружено спектральной зависимости вероятности реверса с помощью тонкого железного шима.

В заключение авторы искренне благодарят А. Байорека, по инициативе которого были начаты работы по созданию спектрометра поляризованных нейтронов, Ю. М. Останевича за постоянные советы и поддержку в процессе создания установки и проведения экспериментов, Г. М. Драбкина, В. А. Трунова, В. А. Кудряшова, А. П. Булкина за большой вклад в разработку и создание нейтронных волноводов и плодотворное сотрудничество, а также А. В. Петренко за помощь при проведении измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Драбкин Г. М. и др. ЖТФ, 1977, 41, 1, с. 203, 208.
2. Булкин А. П. и др. Препринт ЛИЯФ АН СССР, № 505, 1979.
3. Корнеев Д. А. ОИЯИ, P13-12362, Дубна, 1979; Nucl. Instr. and Meth., 1980, 169, p. 65, 69.
4. Корнеев Д. А., Кудряшов В. А. ОИЯИ, P3-80-350, Дубна, 1980; Nucl. Instr. and Meth., 1981, 179, p. 509, 513.
5. Корнеев Д. А. ОИЯИ, P3-80-65, Дубна, 1980.
6. Абов Ю. Г., Гулько А. Д., Крупчицкий П. А. Поляризованные медленные нейтроны. Атомиздат, М., 1966.
7. Ахизер А. И., Померанчук И. Я. Некоторые вопросы теории ядра. ОГИЗ, Л., 1948.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 августа 1981 года.