

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P3-88-900

Г.Элер

СПОСОБ ОБНАРУЖЕНИЯ
МАЛОУГЛОВОГО РАССЕЯНИЯ
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

Теоретическое обоснование

1988

1. ВВЕДЕНИЕ

Цель данной работы состоит в ответе на вопрос: возможно ли обнаружить малоугловое рассеяние нейтронов, если прецессия спина зависит от траектории нейтрона во внешнем магнитном поле? Проверка такой возможности проводилась с помощью моделирования на ЭВМ и экспериментально.

Частота ларморовской прецессии ω_L нейтронного спина \vec{s} в однородном магнитном поле \vec{B} , направленном перпендикулярно к направлению спина, составляет $\omega_L = \eta B$, где η — гиромагнитное отношение нейтрона. За время пребывания t нейтрона в магнитном поле происходит прецессия на угол $\psi = \omega_L t$. Так как время пребывания t пропорционально $E^{-1/2}$, то изменение энергии при рассеянии ($\Delta E \neq 0$) приводит к изменению угла прецессии на $\Delta\psi$. Этот эффект используется в методе нейтронного спинового эха^{1/} для обнаружения маленьких изменений энергии при рассеянии.

Какое-то изменение импульса нейтрона $\vec{\Delta p}$ при упругом рассеянии ($\Delta E = 0$) может приводить к аналогичному изменению угла прецессии $\Delta\psi$ тогда, когда ларморовская частота зависит от угла рассеяния θ , т.е. когда нейтрон проходит через неоднородное магнитное поле $B(\theta)$. Этот эффект можно использовать для обнаружения малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов при применении щелевой геометрии пучка. Спектральное распределение поляризации проходящего через неоднородное магнитное поле поляризованного нейтронного пучка зависит от индивидуальных траекторий нейтронов после рассеяния.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ОСНОВА

Экспериментальная установка для обнаружения малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов подробно описывается в работе^{2/}. С целью получения связи между функцией рассеяния $S(\kappa)$ и измеренным спектром деполяризации $D(\lambda)$ достаточно вкратце перечислить те части спектрометра поляризованных нейтронов, которые расположены в направлении распространения пучка y между выходом поляризатора и входом анализатора:

— Перед образцом находится спинфлиппер, который позволяет перемененно изменять направление поляризации \vec{P}_0 падающего пучка в $\pm z$ -направление.

— За образцом на возможно большем расстоянии от образца действует неоднородное магнитное поле $B_x(\theta)$, направленное перпендикулярно к направлению поляризации z и к направлению распространения пучка y .

Пучок поляризованных нейтронов можно представить в виде суперпозиции двух полностью поляризованных частичных пучков с интенсивностями

$$I_0^\pm(\lambda) = \frac{1}{2} I_0 f(\lambda) [1 \pm P_{00}(\lambda)] \quad (1)$$

Знак "+" соответствует случаю $\vec{n} \uparrow \uparrow \vec{P}_{00}$, и знак "-" — $\vec{n} \uparrow \downarrow \vec{P}_{00}$. Функция $f(\lambda)$ описывает распределение Максвелла релакторных нейтронов и I_0 — их интенсивность.

Регистрируемая детектором интенсивность пропорциональна z -компоненте спина. Поэтому интенсивности обоих частичных пучков имеют колебательную структуру после прохождения магнитного поля $B_x(\theta)$:

$$I^\pm(\lambda) = \frac{1}{2} I_0 f(\lambda) [1 \pm P_{00}(\lambda)] \cos \psi(\lambda, \kappa) \quad (2)$$

Модуль вектора рассеяния $\vec{\kappa}$ вычисляется для очень малых углов рассеяния θ по формуле

$$\lambda \kappa = 2\pi\theta \quad (3)$$

Угол прецессии ψ в неоднородном поле составляет

$$\psi(\lambda, \kappa) = c \lambda \int_s B_x(\theta) ds = c \lambda B_s(\lambda, \kappa) \quad (4)$$

где $B_s(\lambda, \kappa)$ обозначает интеграл по траектории нейтрона (в Тлм) от поля $B_x(\theta)$, постоянная есть

$$c = 4,63214 \cdot 10^4 \text{ \AA}^{-1} \text{ м}^{-1} \text{ Тл}^{-1} \quad (5)$$

если λ подставляется в \AA . Экстремумы интенсивностей $I^\pm(\lambda)$ появляются при длинах волн

$$\lambda_i = \frac{\pi i}{c B_s}, \quad i = 1, 2, 3 \dots \quad (6)$$

Порожденное образцом рассеяние в элемент $d\vec{\kappa}$ вектора рассеяния $\vec{\kappa}$ происходит с вероятностью

$$dW_s = S(\kappa) d\kappa / \Delta\kappa \quad (7)$$

где $S(\kappa)$ обозначает функцию рассеяния для упругого взаимодействия и $\Delta\kappa$ — имеющийся в эксперименте диапазон по κ . Для рассеяния в элемент $d\kappa$ получается приращение частичных пучков:

$$dI_s^\pm(\lambda) = I^\pm(\lambda) S(\kappa) d\kappa / \Delta\kappa \quad (8)$$

Таким образом, полная интенсивность рассеянных нейтронов составляет

$$I_s^\pm(\lambda) = I_0^\pm(\lambda) \frac{1}{\Delta\kappa} \int S(\kappa) \cos \psi(\lambda, \kappa) d\kappa \quad (9)$$

Вероятность того, что в элемент $d\kappa$ рассеяния не происходит, такова:

$$dW_{ns} = [1 - S(\kappa)] d\kappa / \Delta\kappa \quad (10)$$

Таким образом, полная интенсивность нерассеянных нейтронов равна

$$I_{ns}^\pm(\lambda) = I_0^\pm(\lambda) \frac{1}{\Delta\kappa} \int [1 - S(\kappa)] \cos \psi(\lambda, \kappa) d\kappa \quad (11)$$

Для нерассеянных нейтронов угол прецессии ψ в слабой степени зависит от апертурного угла ϕ .

Интенсивности $I_s^\pm(\lambda)$ и $I_{ns}^\pm(\lambda)$ уравнений (9) и (11) измеряются в эксперименте с образцом на пути пучка. В эксперименте без образца (показатель 0) из этого вследствие $S(\kappa) \equiv 0$ имеем

$$I_{s0}^\pm(\lambda) = 0 \quad I_{ns0}^\pm(\lambda) = I_0^\pm(\lambda) \cos \psi(\lambda, \phi) \quad (12)$$

Полная информация о процессе рассеяния получается при применении спинфлиппера, с помощью которого возможно переворачивать направления поляризации P_{00} перед рассеянием. Измеренная интенсивность без действия спинфлиппера I_1 и с его действием I_2 равна

$$I_{1,2}(\lambda) = I_s^+(\lambda)_{p,n} + I_s^-(\lambda)_{n,p} + I_{ns}^+(\lambda)_{p,n} + I_{ns}^-(\lambda)_{n,p} \quad (13)$$

Показатели "р" и "н" обозначают, что в функции $I_{1,2}(\lambda)$ входят по мере надобности только соответствующие "положительные" и "отрицательные" значения выражений $I_{s,ns}^\pm(\lambda)$.

В спектре времени пролета $I_1(\lambda)$ регистрируются как положительные доли от I_s^+ и I_{ns}^+ , так и отрицательные доли от I_s^- и I_{ns}^- . В спектре времени пролета $I_2(\lambda)$ наоборот регистрируются отрицательные доли от I_s^+ и I_{ns}^+ и положительные доли от I_s^- и I_{ns}^- .

Уравнения (9), (11) и (12) получены для нейтронного пучка вдоль оптической оси спектрометра. Для реального пучка нейтронов интенсивности I_s^\pm и I_{ns}^\pm определяются как средние величины по функциям

распределения $g(z)$ в диапазоне ширины пучка Δz и $h(\phi)$ в диапазоне апертуры пучка $\Delta\phi$. Тогда в уравнениях (9), (11) и (12) появляются следующие интегралы:

$$U_0(\lambda) = \frac{1}{\kappa_2 - \kappa_1} \int_{\kappa_1}^{\kappa_2} [1 - S(\kappa)] d\kappa, \quad (14)$$

$$U_{10,20}(\lambda) = \pm \frac{1}{4z_0\phi_0} \left\{ \int_{-z_0}^{+z_0} g(z) \int_{-\phi_0}^{+\phi_0} h(\phi) \cos \psi(\lambda, \phi) d\phi dz \right\}_{p,n}, \quad (15)$$

$$U_{1,2}(\lambda) = \pm \frac{1}{4z_0\phi_0} \left\{ \int_{-z_0}^{+z_0} g(z) \int_{-\phi_0}^{+\phi_0} h(\phi) U(\lambda) d\phi dz \right\}_{p,n}, \quad (16)$$

$$U(\lambda) = \frac{1}{2(\kappa_2 - \kappa_1)} \left\{ \int_{-\kappa_2}^{-\kappa_1} S(\kappa) \cos \psi(\lambda, \kappa) d\kappa + \int_{+\kappa_1}^{+\kappa_2} S(\kappa) \cos \psi(\lambda, \kappa) d\kappa \right\}. \quad (17)$$

Система диафрагм, расположенная непосредственно перед детектором, позволяет регистрацию всех нейтронов, которые проходят на расстоянии z_D от оптической оси в диапазоне $z_D^{\min} \leq z_D \leq z_D^{\max}$. Вследствие этого пределы интегрирования κ_1, κ_2 зависят не только от λ по формуле (3), но и от z и ϕ :

$$\kappa_{1,2} = \kappa_{1,2}(\lambda, z, \phi). \quad (18)$$

Функция $U(\lambda)$ вводилась как сокращение, и ее надо подставить в уравнение (16) перед выполнением интегрирования. Разделение интегрирования по κ в два диапазона требуется, потому что при применении широкого пучка для нейтронной траектории с координатой $z \neq 0$ точка встречи на плоскости детектора зависит от знака угла рассеяния θ .

Используя уравнения (14-17), спектры времени пролета в эксперименте с образцом для обоих режимов действия спинфлиппера в эксперименте с образцом возможно представить следующим образом:

$$I_{1,2}(\lambda) = I_0^+(\lambda) [U_{1,2}(\lambda) + U_0(\lambda)U_{10,20}(\lambda)] + I_0^-(\lambda) [U_{2,1}(\lambda) + U_0(\lambda)U_{20,10}(\lambda)]. \quad (19)$$

В эксперименте без образца ($S(\kappa) \equiv 0$) из уравнений (14) и (16) следует

$$U_0(\lambda) \equiv 1, \quad U_1(\lambda) \equiv 0, \quad U_2(\lambda) \equiv 0. \quad (20)$$

Спектры времени пролета I_{10}, I_{20} получаются в эксперименте без образца из уравнений (19) при применении уравнений (20):

$$I_{10,20}(\lambda) = I_0^+(\lambda) U_{10,20}(\lambda) + I_0^-(\lambda) U_{20,10}(\lambda). \quad (21)$$

По определению, поляризация пучка нейтронов после его прохождения через магнитное поле составляет в эксперименте без образца:

$$\frac{P_0(\lambda)}{P_{00}(\lambda)} = \frac{U_{10}(\lambda) - U_{20}(\lambda)}{U_{10}(\lambda) + U_{20}(\lambda)}, \quad (22)$$

в эксперименте с образцом:

$$\frac{P(\lambda)}{P_{00}(\lambda)} = \frac{U_1(\lambda) - U_2(\lambda) + U_0(\lambda)[U_{10}(\lambda) - U_{20}(\lambda)]}{U_1(\lambda) + U_2(\lambda) + U_0(\lambda)[U_{10}(\lambda) + U_{20}(\lambda)]}. \quad (23)$$

Спектры поляризации $P_0(\lambda)$ и $P(\lambda)$ нормированы на поляризацию $P_{00}(\lambda)$ прямого пучка (эксперимент без образца и без неоднородного магнитного поля).

Разность обоих нормированных спектров поляризации обозначается как спектр деполаризации $D(\lambda)$:

$$D(\lambda) = \frac{W_1(\lambda) - W_2(\lambda)}{W_1(\lambda) + W_2(\lambda)} - \frac{U_{10}(\lambda) - U_{20}(\lambda)}{U_{10}(\lambda) + U_{20}(\lambda)}, \quad (24)$$

где вводилось сокращение

$$W_{1,2}(\lambda) = U_{1,2}(\lambda) + U_0(\lambda)U_{10,20}(\lambda). \quad (25)$$

Измеренная деполаризация $D(\lambda)$ содержит информацию о свойствах рассеивателя $S(\kappa)$. При отсутствии малоуглового рассеяния $D(\lambda) \equiv 0$. Различные функции рассеяния $S(\kappa)$ по формуле (17) должны приводить к различным спектрам деполаризации $D(\lambda)$.

3. ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ

Для определения спектра деполаризации $D(\lambda)$ требуются вычисления трехкратных интегралов по формулам (16). Поскольку функции $g(z)$, $h(\phi)$, $S(\kappa)$ и $B_s(\lambda, \kappa)$ произвольны, а пределы интегрирования переменны, то необходимо численное интегрирование.

На рис. 1 изображены действующие области по κ для диапазона длин волны $1 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 6 \text{ \AA}$.

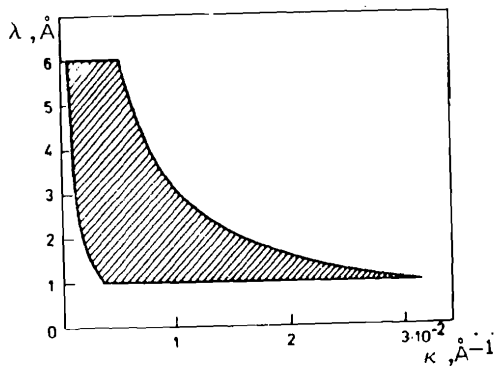


Рис. 1. Области по κ для диапазона длин волны $1 \leq \lambda \leq 6 \text{ \AA}$, которые можно реализовать при данной геометрии спектрометра СПН-1.

Рассеяние нейтронов с длиной волны $\lambda = 5 \text{ \AA}$ может, например, происходить только в области $8 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}^{-1} \leq \kappa \leq 6 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$, а для $\lambda = 2 \text{ \AA}$ — в области $2 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}^{-1} \leq \kappa \leq 1,6 \cdot 10^{-2} \text{ \AA}^{-1}$. Итак, пределы интегрирования κ_1, κ_2 чувствительно зависят от λ , в меньшей степени также и от z и ϕ .

Для вычисления интегралов по названным причинам используется метод Монте-Карло. Для каждого канала спектра времени пролета (т.е. для определенных длин волны λ) с помощью генератора случайных чисел N раз производится набор переменных z, ϕ и κ , таким образом, что при достаточно большом N образуются распределения $g(z)$ и $h(\phi)$, а также равновесное распределение по κ . С этим случайным набором параметров вычисляется значение подинтегрального выражения

$$\text{Int}(\lambda, \kappa, z, \phi) = g(z) h(\phi) S(\kappa) \cos \psi(\lambda, \kappa). \quad (26)$$

Одновременно определяются также остальные подинтегральные выражения уравнений (14) и (15) с таким же набором параметров.

Угол прецессии по формуле (4) зависит от значения поля $B_s(\lambda, \kappa)$, которое, в свою очередь, можно выразить как функцию расстояния траектории нейтрона от оптической оси в магнитном поле. Из геометрии рассеяния следует

для нерассеянных нейтронов:

$$z_F = z + b \text{tg} \phi, \quad (27a)$$

для рассеянных нейтронов:

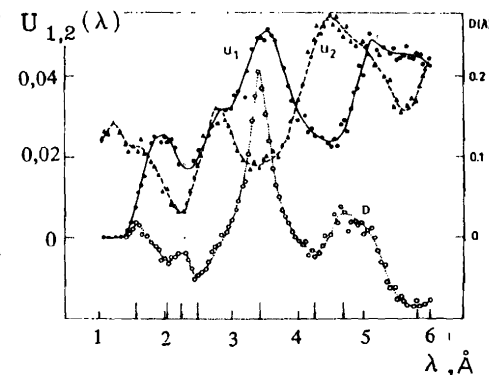
$$z_F = z + (b - p) \text{tg} \phi + p \text{tg} \left(\phi + \frac{\lambda}{2\pi} \kappa \right), \quad (27b)$$

где p = расстояние магнит — образец, b = расстояние магнит — выход поляризатора.

Из всех Int в значение соответствующего интеграла входят только те, для которых нейтрон, характеризуемый параметрами z, ϕ, κ , попадает на детектор, т.е. когда расстояние z_D точки встречи от оптической оси находится в диапазоне

$$z_D^{\min} \leq |z_D| \leq z_D^{\max}, \quad (28)$$

Рис. 2. Функции $U_{1,2}$ и D в зависимости от λ . Доля рассеянных нейтронов составляет 10%. $B_{s0} = 6 \cdot 10^{-5}$ Тл, $z_{FH} = 1,5 \cdot 10^{-2}$ м, $N = 2 \cdot 10^3$.



который определяется системой диафрагм перед детектором. Из геометрии рассеяния следует для нерассеянных нейтронов:

$$z_D = z + (b + d) \text{tg} \phi, \quad (29a)$$

для рассеянных нейтронов:

$$z_D = z + (b - p) \text{tg} \phi + (p + d) \text{tg} \left(\phi + \frac{\lambda}{2\pi} \kappa \right), \quad (29b)$$

где d = расстояние магнит — детектор.

Точности вычисления функций U_0, U_{10}, U_{20}, U_1 и U_2 , которая удовлетворяет всем требованиям, можно достигнуть с $N \approx 5 \cdot 10^3$.

На рис. 2 изображены функции $U_1(\lambda)$ и $U_2(\lambda)$, которые содержат функцию рассеяния $S(\kappa)$, а также спектр деполяризации $D(\lambda)$. Чтобы восприятие изображения не искажалось большим числом колебаний, использовалось маленькое значение $B_s = 6 \cdot 10^{-5}$ Тлм при полуширине поля $z_{FH} = 0,015$ м в z -направлении. Результат получен с $N = 2 \cdot 10^3$. Этого значения достаточно, чтобы, с одной стороны, обеспечить точность изображения и, с другой — показать статистические флуктуации, даваемые методом Монте-Карло. Несмотря на то, что в этом примере рассеиваются только 10% всех нейтронов прямого пучка, возникает эффект деполяризации порядка 20%.

При выполнении эксперимента необходимо выбрать амплитуду $B_{s0} = B_s(0)$ и градиент $\partial B_s / \partial z$ неоднородного магнитного поля так, чтобы для физически интересной длины волны λ возникал наибольший эффект деполяризации. Обработка измеренных данных оказывается наиболее простой, когда интеграл по пути нейтрона в поле линейно уменьшается с расстоянием z_F от оптической оси:

$$B_s(z_F) = B_{s0} \left[1 - \frac{z_F}{z_{FH}} \right], \quad (30)$$

где z_{FH} обозначает полуширину поля.

Из формулы (4), при использовании геометрического соотношения $z_F = p \theta$ и подстановке уравнения (3) с помощью дифференцирования, следует

$$|\Delta\psi| = \frac{c\rho}{2\pi} \cdot \frac{B_{so}}{z_{FH}} \lambda^2 |\Delta\kappa|. \quad (31)$$

Максимальный эффект деполяризации всегда реализуется в случае $|\Delta\psi| = \pi$. Так как, однако, изменение угла прецессии $|\Delta\psi|$ квадратично зависит от λ , максимальный эффект можно получить не для всего диапазона длин волны, а только для частичного диапазона. Чем меньше оказывается изменение импульса нейтрона $|\Delta\kappa|$, тем больше надо выбрать отношение χ амплитуды поля B_{so} к полуширине z_{FH} , чтобы достигнуть $|\Delta\psi| = \pi$. Если максимальную чувствительность измерения изменения импульса $|\Delta\kappa|$ желательного достигнуть для нейтронов длины волны λ , то из формулы (31) следует требование к неоднородному полю:

$$\chi = \frac{B_{so}}{z_{FH}} = \frac{2\pi^2}{c\rho\lambda^2|\Delta\kappa|}. \quad (32)$$

Полуширина z_{FH} определена выбором полюсных наконечников магнита. Чтобы достигнуть максимальной чувствительности методики при различных длинах волн, необходимо регулировать напряженность поля B_{so} , т.е. использовать регулируемый электромагнит.

Величина B_{so} определяет число осцилляций в спектре времени пролета, отношение χ характеризует чувствительность к изменению импульса $|\Delta\kappa|$. Так как, с одной стороны, разрешающая способность метода времени пролета из-за длительности вспышек реактора дает верхний предел для числа возможных осцилляций и, с другой — для определения параметров функции рассеяния $S(\kappa)$, необходимо иметь достаточно большое число измеренных данных. Для применения одного и того же значения χ имеются две экстремальных возможности:

а) Используются маленькая напряженность поля B_{so} и маленькая полуширина z_{FH} . В этом случае получается малое число осцилляций. Для обработки эксперимента используется спектр деполяризации в области длины волны λ , для которой эффект деполяризации оказывается максимальным.

б) Используются большая напряженность поля B_{so} и большая полуширина z_{FH} . В этом случае получается большое число колебаний. Для обработки экспериментальных данных берется только амплитуда спектра деполяризации во всем диапазоне длин волны. Эти амплитуды чувствительно реагируют на изменение параметров функции рассеяния, поэтому они хорошо подходят для определения этих параметров из измеренных данных.

Если оба метода обработки применить к спектру $D(\lambda)$, который показан на рис. 2, то в случае а) надо проводить анализ профиля кривой $D(\lambda)$ в диапазоне длины волны $2,9 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 3,9 \text{ \AA}$, а в случае б) использовать только те значения $D(\lambda_1)$, которые отмечены стрелками в точках λ_1 .

Измерение малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов, предполагаемое в этой работе, производится разностным методом, что дает ряд особенностей и преимуществ:

а) Распределение Максвелла $f(\lambda)$ реакторных нейтронов не входит в формулу (24) для вычисления деполяризации $D(\lambda)$, поэтому его точного определения не требуется. Оно действует только косвенно, в то время как статистическая ошибка измерения растет с уменьшением интенсивности.

б) При измерении спектров поляризации $P(\lambda)$ и $P_o(\lambda)$ в экспериментах с образцом и без него не требуется нормировки на скорость счета монитора. В каждом эксперименте важна только взаимная нормировка спектров времени пролета обоих режимов спинфлиппера. Это автоматически можно обеспечивать с достаточной точностью с помощью переменного режима работы спинфлиппера.

в) Не требуется экстремальной большой поляризации $P_{oo}(\lambda)$ прямого пучка. В самом деле, с увеличением поляризации растет точность измерения. На практике возможно определить поляризацию $P_{oo}(\lambda)$ с достаточно большой точностью, так что можно пренебречь ее ошибкой.

г) Связанные с аппаратурой возмущающие воздействия, такие, как эффективность флиппера, функция пропускания нейтронпроводов и апертура пучка, не оказывают прямого влияния на результат измерения и не вызывают, таким образом, каких-то коррекций. В сравнении с этим система диафрагм перед детектором очень чувствительно влияет на результат измерения, так что ее надо учитывать в программе обработки.

д) Большое значение имеет требуемое для эксперимента время измерения и соответственно число отсчетов в каждом канале спектра. Из результата точного вычисления ошибок в случае маленьких значений деполяризации $D(\lambda) < 0,3$ и значений $P(\lambda) < 0,95$ можно получить хорошо подходящую для оценки приближенную формулу

$$I = \frac{2(1 - P_o^2)}{P_{oo}^2} \cdot \left(\frac{1}{\Delta D}\right)^2, \quad (33)$$

где ΔD обозначает абсолютную статистическую ошибку деполяризации и I потребное полное число отсчетов в соответствующих каналах обоих спектров. Даже при $P_{oo}(\lambda) \equiv 1$ всегда получается $P_o(\lambda) < 1$, потому что и нерассеянные нейтроны проходят неоднородное магнитное поле, и при этом пучок частично деполяризуется.

На рис. 3 изображено необходимое число отсчетов I в канале спектра времени пролета в зависимости от ошибки деполяризации ΔD и от исходной поляризации P_o . Во всех случаях можно определить деполяризацию $D(\lambda)$ с ошибкой $\Delta D < 0,03$, если в среднем регистрируется $10^3 \dots 10^4$ импульсов в каждом канале. Для обоих названных способов

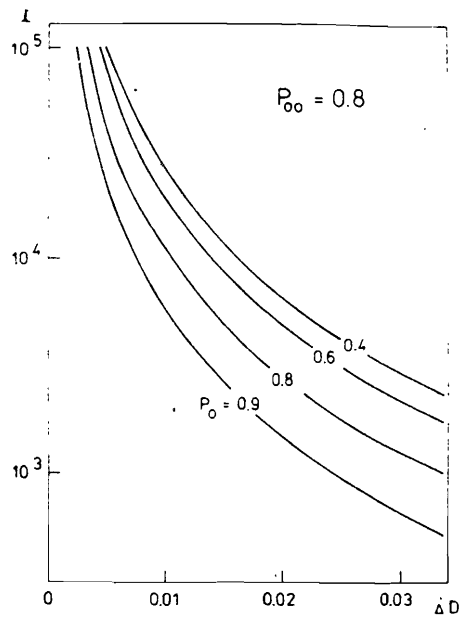


Рис. 3. Необходимое число отсчетов I в канале спектра времени пролета в зависимости от абсолютной ошибки деполаризации ΔD от исходной поляризации P_0 для $P_{00} = 0,8$.

измерения достаточно полное число каналов 200. Таким образом, в каждом эксперименте надо регистрировать примерно 10^6 импульсов, что на спектрометре поляризованных нейтронов СПН-1 требует времени измерения примерно 10 часов. Такое время измерения сравнимо с затратами для других экспериментов.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ

Для вычисления ожидаемого эффекта деполаризации $D(\lambda)$ по формуле (24) развилась программа, которая позволяет точно определить функции U_0 , U_{10} , U_{20} , U_1 и U_2 с помощью метода Монте-Карло, учитывая геометрию рассеяния и параметры неоднородного магнитного поля. С помощью этой программы исследовалась зависимость деполаризации $D(\lambda)$ от вида функции рассеяния, от геометрических параметров эксперимента и от параметров поля.

Для определения чувствительности функции $D(\lambda)$ к изменению параметров функции $S(\kappa)$ всегда использовались три различных функции рассеяния типа функции Лоренца:

$$S(\kappa) = \frac{A_0}{1 + 4 \left(\frac{|\kappa| - A_1}{A_2} \right)^2}, \quad (34)$$

где A_0 обозначает амплитуду, A_1 — положение амплитуды и A_2 полуширину кривой $S(\kappa)$.

На рис. 4 изображены эти три функции рассеяния. Амплитуды выбраны так (0,256, 0,162, 0,182), что для всех трех случаев во всем диапазоне длин волны $1 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 6 \text{ \AA}$ в среднем рассеиваются 10% падающих нейтронов. Амплитуды A_0 друг от друга сдвинуты на $0,0025 \text{ \AA}^{-1}$

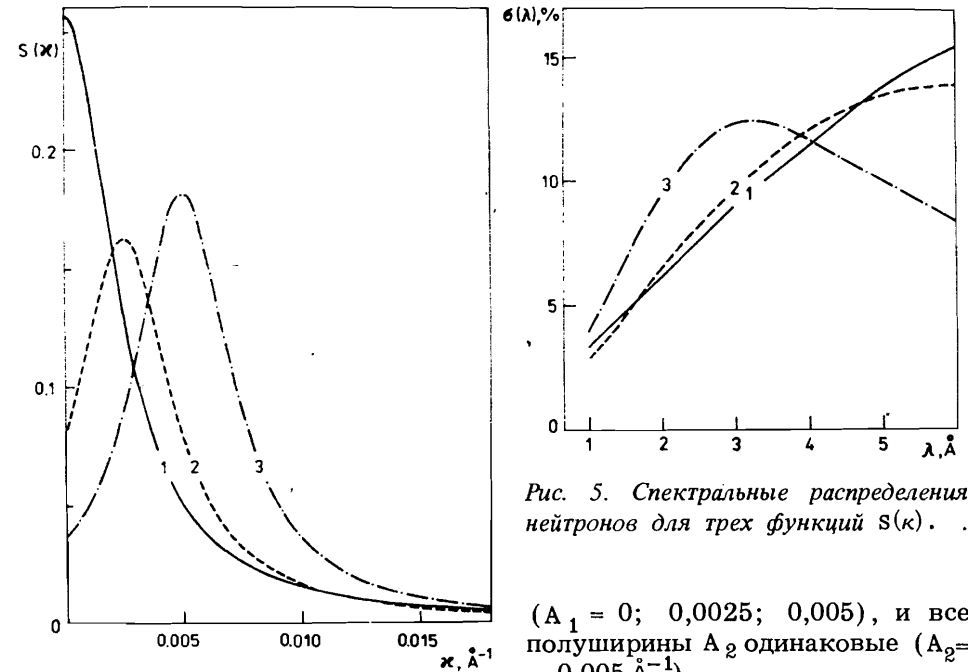


Рис. 4. Три различные функции рассеяния $S(\kappa)$, для которых доля рассеянных нейтронов составляет 10%, используемые далее в расчетах.

Рис. 5. Спектральные распределения нейтронов для трех функций $S(\kappa)$.

($A_1 = 0; 0,0025; 0,005$), и все полуширины A_2 одинаковые ($A_2 = 0,005 \text{ \AA}^{-1}$).

На рис. 5 изображены спектральные зависимости долей рассеянных нейтронов $\sigma(\lambda) = 1 - P_0(\lambda)$, которые соответствуют этим трем функциям рассеяния. Функции №1 и 2 мало отличаются друг от друга, в то время как при функции №3 преимущественно рассеиваются нейтроны меньших длин волны.

Описанный выше способ измерения а) проверялся с применением маленькой напряженности поля $1,5 \cdot 10^{-3}$ Тл и при распределении его в y -направлении $4 \cdot 10^{-2}$ м. Из этих данных следует $B_0 = 6 \cdot 10^{-5}$ Тлм. Относительно большой градиент поля образовывается с помощью маленькой полуширины $z_{FH} = 1,6 \cdot 10^{-2}$ м.

На рис. 6 изображены кривые $D(\lambda)$ для всех трех различных функций рассеяния в области максимального эффекта деполаризации при $\lambda \approx 3,4 \text{ \AA}$. Избранные параметры поля приводят к отношению $\chi = B_0/z_{FH} = 3,75 \cdot 10^{-3}$ Тл, что по формуле (32) дает максимальную чувствительность при изменениях $|\Delta\kappa| = 5 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$. Это значение соответствует и полуширинам функций рассеяния, и относительным сдвигам их амплитуд.

Хотя доля рассеянных нейтронов составляет только 10%, эффект усиления, вызванный системой диафрагм, может образовывать деполаризацию больше 20%. Очевидно, что выраженные в этих трех функциях

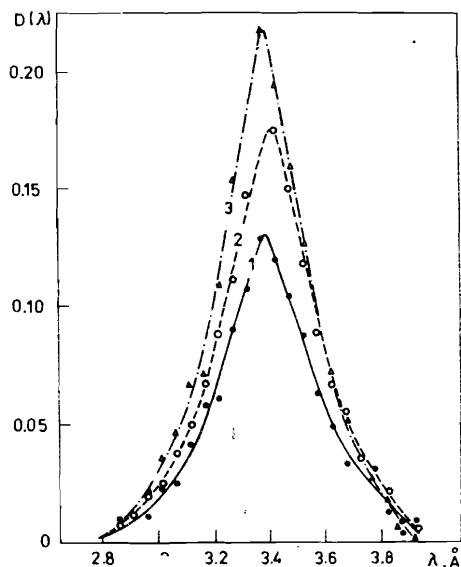


Рис. 6. Деполяризация $D(\lambda)$ для трех функций $S(\kappa)$ для $\lambda = 3,4 \text{ \AA}$. $\chi = 3,75 \cdot 10^{-3} \text{ Тл}$.

Рис. 7. Амплитуды деполяризации $D(\lambda_i)$ для трех функций $S(\kappa)$. $\chi = 4,57 \cdot 10^{-3} \text{ Тл}$.

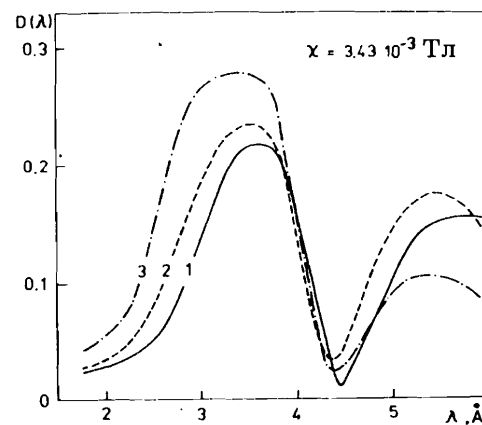
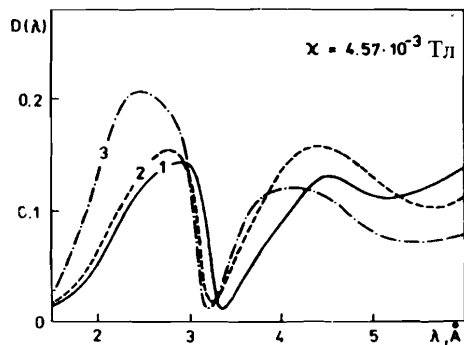


Рис. 8. Амплитуды деполяризации $D(\lambda_i)$ для трех функций $S(\kappa)$. $\chi = 3,43 \cdot 10^{-3} \text{ Тл}$.

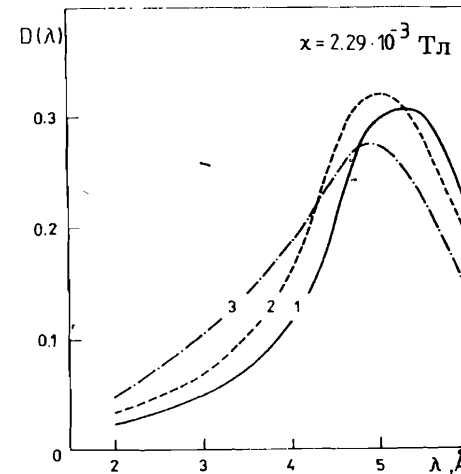


Рис. 9. Амплитуды деполяризации $D(\lambda_i)$ для трех функций $S(\kappa)$. $\chi = 2,29 \cdot 10^{-3} \text{ Тл}$.

рассеяния различные свойства образцов приводят к экспериментально хорошо измеряемым изменениям спектра $D(\lambda)$. Увеличение среднего значения κ (см. рис. 4) приводит к увеличению амплитуды и площади пика функции $D(\lambda)$ на месте $\lambda \approx 3,4 \text{ \AA}$.

Соотношения амплитуд составляют

$$S_1 : S_2 : S_3 = 1,00 : 1,35 : 1,67 .$$

Соотношения площадей пиков составляют

$$S_1 : S_2 : S_3 = 1,00 : 1,21 : 1,30 .$$

Изменение амплитуд на $30 \div 60\%$ и площадей на $20 \div 30\%$ можно определить с ошибкой $\Delta D \approx 0,01$, соответственно $\Delta D/D \approx 5\%$, так как они превышают статистические флуктуации измеренных данных на порядок.

Описанный выше способ измерения б) проверялся при более высокой напряженности поля $8 \cdot 10^{-3} \text{ Тл}$ и с такой же протяженностью в u -направлении $4 \cdot 10^{-2} \text{ м}$. Из этих данных следует $B = 3,2 \cdot 10^{-4} \text{ Тлм}$. С большей полушириной $z_{\text{FH}} = 7 \cdot 10^{-2} \text{ м}$ создан приблизительно такой же градиент поля, как в примере а). В результате большой напряженности поля в диапазоне $1 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 6 \text{ \AA}$ возникают всего 12 колебаний, и из спектра $D(\lambda)$ можно извлечь 24 амплитуды $D(\lambda_i)$ в точках λ_i экспериментальных значений.

На рис. 7 эти амплитуды деполяризации изображены в зависимости от λ . Отношение $\chi = 4,57 \cdot 10^{-3} \text{ Тл}$ дает $\Delta\psi = \pi$ для $\lambda \approx 2,5 \text{ \AA}$ (1-й максимум). Минимум функции $D(\lambda_i)$ для $\lambda \approx 3,3 \text{ \AA}$ соответствует $\Delta\psi = 2\pi$. Такую разность угла прецессии экспериментально нельзя обнаружить. Второй максимум для $\lambda \approx 4,4 \text{ \AA}$ соответствует $\Delta\psi = 3\pi$. Используемые три функции рассеяния и в этом примере приводят к значительным различиям спектральных распределений $D(\lambda_i)$.

На рис. 8 и 9 представлены спектральные $D(\lambda_i)$ распределения $D(\lambda_i)$ при более низких напряженностях поля с $\chi = 3,43 \cdot 10^{-3} \text{ Тл}$ и соответственно $2,29 \cdot 10^{-3} \text{ Тл}$. Положение наилучшей области измерения при этом сдвигаются к более высоким длинам волн $\lambda = 3,5 \text{ \AA}$ и соответствуют $5,0 \text{ \AA}$. Эффект деполяризации для

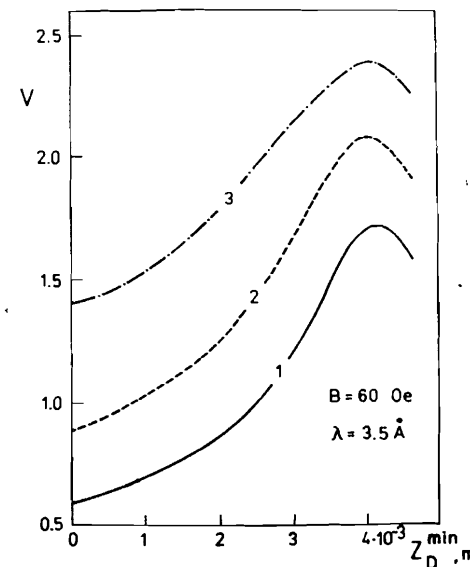


Рис. 10. Коэффициент усиления ν для трех функций $S(\kappa)$ в зависимости от z_D^{min} . $B_0 = 6 \cdot 10^{-3} \text{ Тл}$, $\lambda = 3,5 \text{ \AA}$, $z_{\text{FH}} = 7 \cdot 10^{-2} \text{ м}$.

10% рассеянных нейтронов увеличивается на 30%. С помощью регулирования напряженности поля всегда можно устанавливать область наибольшей чувствительности на желаемую длину волны λ , причем чувствительность к различным функциям рассеяния сохраняется.

С этими параметрами поля (как на рис. 8) исследовалось влияние нижнего предела интегрирования κ_1 (который реализуется диафрагмой перед детектором с $z_D^{\min} > 0$) на эффект деполяризации.

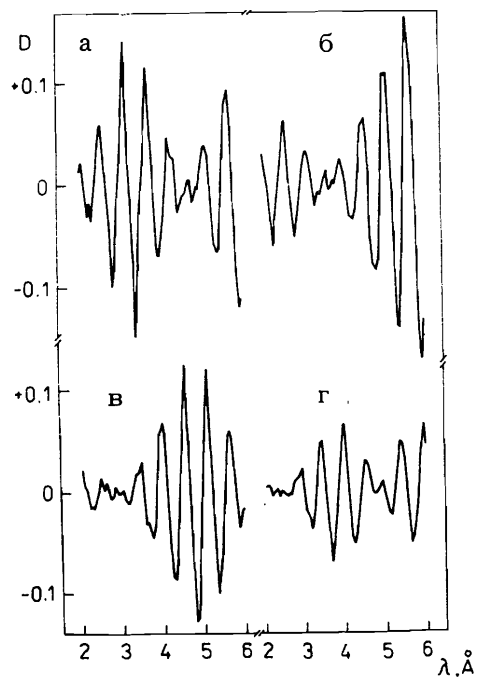
На рис. 10 изображен коэффициент усиления $V = D / (1 - \bar{U}_0)$, т.е. максимальная, на долю рассеянных нейтронов нормированная деполяризация, в зависимости от z_D^{\min} . Функции распределения $g(z)$ и $h(\phi)$ при этом так подгонялись к эксперименту, что в плоскости детектора получается измеряемое интегральное распределение по интенсивности в z -направлении. Коэффициент усиления V растет с увеличением z_D^{\min} и достигает максимального значения при $z_D^{\min} \approx 4 \cdot 10^{-3}$ м (это соответствует экранированию прямого пучка на 25%).

Так как число отсчетов уменьшится с ростом z_D^{\min} , необходимо найти компромисс между коэффициентом усиления и числом отсчетов. В данном случае можно было бы в эксперименте использовать значение $z_D^{\min} \approx 3,4 \cdot 10^{-3}$ м.

Для каждого конкретного эксперимента условия можно всегда устанавливать так, что коэффициент усиления $V \approx 2$. В сравнении со значением $D(\lambda)$ для $z_D^{\min} = 0$ даже достигается $V \approx 3$. Из рис. 3 можно сделать вывод, что в этом случае время измерения снизится на порядок для достижения такой же относительной ошибки. Из рис. 10 видно, что для различных функций рассеяния получаются различные спектральные распределения усиления V , это можно дополнительно использовать для оптимизации чувствительности метода.

Так как измеряемый эффект деполяризации зависит от геометрии рассеяния, исследовалась его зависимость от линейного расширения прямого пучка в z -направлении при $z_D^{\min} = 5 \cdot 10^{-3}$ м и $z_D^{\max} = 2 \cdot 10^{-2}$ м.

Рис. 11. Спектры деполяризации $D(\lambda)$ для ширины пучка а) 3 мм, б) 6 мм, в) 10 мм, г) 15 мм. Использованы функция рассеяния №2 и параметры диафрагмы $z_D^{\min} = 5$ мм, $z_D^{\max} = 20$ мм.



На рис. 11 изображены спектры деполяризации $D(\lambda)$ для расширенных пучка 3, 6, 10 и 15 мм. Доля рассеянных нейтронов составляет 10%. Использовалась функция рассеяния №2 рис. 4.

Видно, что максимальные значения амплитуд деполяризации до расширения 10 мм мало изменяются и что они составляют больше 10%. Таким образом, кажется возможным использовать относительно расширенный пучок, что выгодно отражается на статистике эксперимента. С изменением расширения пучка, однако, значительно изменяется область длины волны наибольшей чувствительности. На практике необходимо учитывать этот факт вместе с выбором напряженности, градиента поля и геометрии диафрагм.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Теоретическое рассмотрение прохождения пучка поляризованных тепловых нейтронов через неоднородное магнитное поле показывает, что спектры поляризации $P_0(\lambda)$ и $P(\lambda)$, измеренные с помощью метода времени пролета в экспериментах без образца и соответственно с образцом, должны отличаться друг от друга. Структура получаемого спектра деполяризации $D(\lambda)$, являющегося результатом рассеяния нейтронов, зависит от формы функции рассеяния $S(\kappa)$. Использование прецессии спина в неоднородном поле открывает возможность обнаружения малоуглового рассеяния нейтронов и без пространственного отделения рассеянных и нерассеянных нейтронов. Подходящий выбор диафрагмы перед детектором, с помощью которой можно как фиксировать действующий диапазон по κ , так и экранировать центральную часть прямого пучка, вызывает усиление эффекта деполяризации.

При теоретическом рассмотрении предполагалось, что нейтронный спин неадиабатически проходит через граничные зоны неоднородного поля и что можно вычислять угол прецессии ψ для каждой траектории нейтронов из средней напряженности поля. Однако на практике конечная крутизна фронта прецессионного поля и неизбежные поля возмущения приводят к тому, что нейтронный спин проходит через вращающееся магнитное поле, которое уже без рассеяния на образце может приводить к деполяризации пучка. В таком случае соответственно уменьшился бы ожидаемый эффект деполяризации. Поэтому для реализации методики полезно подтвердить ожидаемый эффект деполяризации с помощью моделирования эксперимента в наиболее реалистических условиях испытаний. Это требует вычисления угла прецессии ψ после прохождения через поле с помощью решения уравнения движения спина $s = B(t)$ вдоль индивидуальной траектории в этом поле. Результаты такого моделирования эксперимента представляются в работе /2/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Mezei F. – Z. Phys., 1972, 255, p.146.
2. Элэр Г., Элэр И. – Сообщение ОИЯИ P3-88-901, Дубна, 1988.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 декабря 1988 года.

Элэр Г. P3-88-900

Способ обнаружения малоуглового рассеяния поляризованных тепловых нейтронов.
Теоретическое обоснование

Приводится теоретическое обоснование обнаружения малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов. После рассеяния пучок нейтронов проходит через неоднородное магнитное поле, в котором угол прецессии зависит от изменения импульса нейтрона. С помощью метода времени пролета измерен спектр деполаризаций $D(\lambda)$, который содержит информацию о малоугловом рассеянии. Выводится взаимосвязь между функцией рассеяния $S(\kappa)$ и измеряемым спектром деполаризаций $D(\lambda)$. Обсуждаются результаты исследований влияния параметров функции рассеяния, параметров магнитного поля и геометрических параметров на спектральное распределение деполаризации.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.
Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод О.С.Виноградовой.

Oehler H. P3-88-900

The Way of Discovery of Small Angle Scattering of Polarized Thermal Neutrons. Theoretical Establishment

The theoretical establishment of possible evidence of small angle scattering of polarized thermal neutrons is derived. After scattering the neutron beam covers an inhomogeneous magnetic, in which the precession angle depends on the change of neutron impulse. By means of the time-of-flight method it is possible to measure a depolarization spectrum $D(\lambda)$, which contains the information on the small angle scattering. The relationship between the scattering function $S(\kappa)$ and the measurable depolarization spectrum $D(\lambda)$ is derived. The results of research of the influence of scattering parameters, magnetic field parameters and geometrical parameters on the depolarization spectrum are discussed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988