

Ц - 857

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

3-94-458

На правах рукописи

ЦУЛАЯ
Мурман Иванович

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС
ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЯДЕРНОЙ
ПРЕЦЕССИИ НЕЙТРОНОВ.

Специальность: 01.04.16 — физика ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1994

Работа выполнена в Институте физики Академии наук Грузии

Официальные оппоненты:

Член-корреспондент РАН,
доктор физико-математических наук,
профессор

Ю.Г.АБОВ

доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник

В.И.ЛУЩИКОВ

Ведущее предприятие: Российский научный центр Институт теоретической и экспериментальной физики

Защита диссертации состоится *"15" февраля 1995г. в 15⁰⁰ час.*
на заседании специализированного совета Д 047.01.05 при
Лаборатории нейтронной физики и Лаборатории ядерных реакций
Объединенного института ядерных исследований,
г.Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ:

Автореферат разослан *"12" января 1995г.*

Ученый секретарь
специализированного совета

Ю.В.Таран

1 Общая характеристика работы

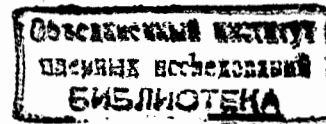
Актуальность проблемы. Обнаружение ядерной прецессии нейтронов привело к появлению новой области исследований – нейтронной оптики поляризованных сред. В своей фундаментальной работе [1] В.Г.Барышевский и М.И.Подгорецкий рассмотрели прохождение поляризованных тепловых нейтронов через поляризованную ядерную мишень и показали, что из-за взаимодействия нейтронов с ядрами спиновое состояние прошедшего поляризованного пучка может изменяться на несколько порядков сильнее чем спиновое состояние рассеянных нейтронов.

В этой же работе авторы предложили три типа экспериментов, позволяющих обнаружить ядерную прецессию нейтронов. Два из них – псевдомагнитный резонанс нейтронов [2] и поворот спина нейтронов при прохождении через поляризованную мишень [3,4], были осуществлены группой Абрагама (Сакле, Франция) и Форте (Испра, Италия).

Эксперимент по наблюдению сдвига резонанса, вызванного эффективным магнитным полем (по терминологии авторов [1] – парамагнитный резонанс нейтронов первого рода), еще не осуществлен. Для проведения исследования ядерной прецессии нейтронов в Институте физики Академии Наук Грузии была создана соответствующая экспериментальная база.

Актуальность таких экспериментов заключается в том, что помимо обнаружения явления ядерной прецессии они позволяют определить:

- разность амплитуд рассеяния нейтрона на ядре для параллельного f^+ и антипараллельного f^- состояния спинов нейтрона и ядра.
- времена спин-решеточной релаксации T_1 .
- пространственную неоднородность поляризации внутри поляризованной ядерной мишени.
- температуру образцов поляризованных ядер.



Цель работы состояла в создании экспериментальной базы для исследования ядерной прецессии нейтронов. Для этого было необходимо создание:

1. Установки монохроматических поляризованных нейтронов.
2. Установки поляризованной ядерной мишени.
3. Устройства для наблюдения эффекта ядерной прецессии нейтронов.

Новизна работы. Созданы установки поляризованных тепловых монохроматических нейтронов и поляризованной ядерной мишени. Последняя позволяет поляризовать ядра как методом "грубой силы" так и динамической накачкой. Предложены и испытаны несколько методов определения поляризации нейтронов; предложен, создан и испытан сверхпроводящий нейтронный спин-флиппер; предложен метод получения пучков нейтронов, поляризация которых отличается от единицы на величину $\simeq 10^{-3}$; созданы и испытаны ферромагнитные резонаторы нейтронов – сплошной и раздельный.

Научная и практическая ценность работы. Предложенные и испытанные методы определения поляризации могут быть использованы в экспериментах с поляризованными нейтронами. Простой в изготовлении сверхпроводящий нейтронный спин-флиппер может найти широкое применение в экспериментах, проводимых при гелиевых температурах. Осуществление предложенного метода поляризации нейтронов может позволить получить пучок поляризованных нейтронов с поляризацией близкой к абсолютной ($P - 1 \simeq 10^{-3}$). Ферромагнитные резонаторы нейтронов могут быть использованы в исследованиях с поляризованными нейтронами.

Апробация работы и публикации. Результаты, представленные в диссертации докладывались на XI, XIII, XV Всесоюзных совещаниях по координации научно-исследовательских работ с использованием исследовательских ядерных реакторов (Ташкент–1980 г., Томск–1984 г., Обнинск–1988 г.), на научной конференции Отделения ядерной физики АН СССР (Москва–1988 г.), на международном рабочем совещании по дифракции поляризованных нейтронов (Варшава–

1974 г.), на семинаре Института физики Ягелонского университета (Краков–1974 г.), на международной конференции по использованию поляризованных нейтронов в исследованиях конденсированных сред (Заборова, Польша–1979 г.), на семинаре Института ядерных исследований ПНР (Варшава, Свєрк–1980 г.), на рабочем совещании по поляризованным ядерным мишеням (Гатчина–1988 г.), на международном рабочем совещании по нейтронным исследованиям и применениям (Будапешт–1994 г.), а также на заседаниях Ученого совета и научных конференциях Института физики АН Грузии.

Основное содержание диссертации опубликовано в одиннадцати работах, список которых приведен в конце автореферата.

Объем диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка использованной литературы. Работа содержит 186 страниц, 41 рисунок, 11 таблиц и список цитируемой литературы из 75 наименований.

На защиту выносятся следующие результаты:

1. Создание установки поляризованных нейтронов.
2. Создание установки поляризованных ядер, создание и испытание образцов протонных мишеней из гидридов титана и циркония.
3. Результаты экспериментального исследования предложенных методов определения поляризации нейтронов (три метода).
4. Результаты экспериментального исследования предложенного сверхпроводящего спин - флиппера.
5. Предложение метода получения поляризованного пучка нейтронов с поляризацией близкой к абсолютной ($P - 1 \simeq 10^{-3}$).
6. Результаты экспериментального исследования ферромагнитных резонаторов нейтронов.

2 Содержание работы

Во введении отмечено, что появление фундаментальной работы "Ядерная прецессия нейтронов" [1], стало началом возникновения новой области исследований – нейтронной оптики поляризованных сред. Указаны эксперименты, доказавшие реальность ядерной прецессии нейтронов, а также эксперименты по систематическому количественному измерению эффекта для разных ядер. Сформулирована основная цель работы.

В первой главе изложены теоретические основы явления ядерной прецессии нейтронов. Следуя работе [1] показано, что зависимость показателя преломления нейтронной волны от взаимной ориентации спинов нейтрона и ядра обуславливает поворот спина нейтронов вокруг направления поляризации мишени. Частота возникшей прецессии зависит от спина ядра I , количества ядер N и разности амплитуд рассеяния нейтрона на этом ядре f^+ и f^- , соответствующих параллельным и антипараллельным состояниям спинов нейтрона и ядра:

$$\omega = \frac{4\pi N\hbar}{m_n} \frac{I}{2I+1} (f^+ - f^-), \quad (1)$$

где m_n – масса нейтрона, \hbar – постоянная Планка.

По аналогии с магнитным полем, ядерное поле, вызывающее прецессию спинов нейтронов, принято называть эффективным магнитным полем [1] или псевдомагнитным полем [2]. Величина эффективного магнитного поля

$$H_{\text{eff}} = \frac{\omega}{\gamma_n} P_N, \quad (2)$$

где γ_n – гиромагнитное отношение для нейтрона, P_N – степень поляризации ядер. Для полностью поляризованных протонов жидкого водорода $H_{\text{eff}} \approx 26$ кЭ. Соответственно, толщина такой мишени, на которой произойдет полный поворот спина нейтрона

$$\Lambda = \frac{2\pi v}{\omega} = 2.87 \times 10^{-3} \text{ см},$$

где v – скорость нейтрона. Все расчеты проведены для тепловых нейтронов с энергией $E = 0.025$ эВ ($v = 2.87 \times 10^3$ м/сек).

Подробно рассмотрен парамагнитный резонанс первого рода, при прохождении нейтронов через поляризованную ядерную мишень. Показано, что если в поляризованной ядерной мишени создать переменное магнитное поле, вращающееся вокруг направления поляризации, то, по аналогии с обычным парамагнитным резонансом, возникнут переходы между энергетическими уровнями нейтрона при частоте вращающегося поля ω , равной частоте ядерной прецессии нейтронов. В постоянном магнитном поле введение поляризованной ядерной мишени приводит к сдвигу резонансной частоты из-за алгебраического сложения эффективного магнитного поля H_{eff} с постоянным магнитным полем H .

Вторая глава посвящена описанию современного состояния проблемы ядерной прецессии нейтронов. Подробно описан эксперимент группы Абрагама по псевдомагнитному резонансу нейтронов [2], впервые доказавший реальность псевдомагнитного поля. В этом эксперименте для переворота спинов нейтронов, проходящих через поляризованную ядерную мишень, вместо радиочастотного поля большой мощности (которое вызвало бы нагрев поляризованной ядерной мишени и тем самым разрушение ее поляризации) было использовано вращающееся псевдомагнитное поле.

Рассмотрен эксперимент Форте [4] по определению угла поворота спина нейтронов, обусловленного псевдомагнитным полем, также продемонстрировавший существование эффекта ядерной прецессии нейтронов.

Описаны эксперименты по количественному определению угла поворота вектора нейтронной поляризации P [3,5], осуществленные в Сакле (Франция) группой Абрагама с использованием двухкатушечного метода Рамзея.

В этой же главе приведен результат моделирования на ЭВМ эксперимента по сдвигу парамагнитного резонанса нейтронов (Рис.1). Расчеты были проведены для случая сплошного ферромагнитного резонатора нейтронов при значении эффективного поля $H_{\text{eff}} = 300$ Э. (принцип действия и устройство резонатора приведены на стр.15-17).

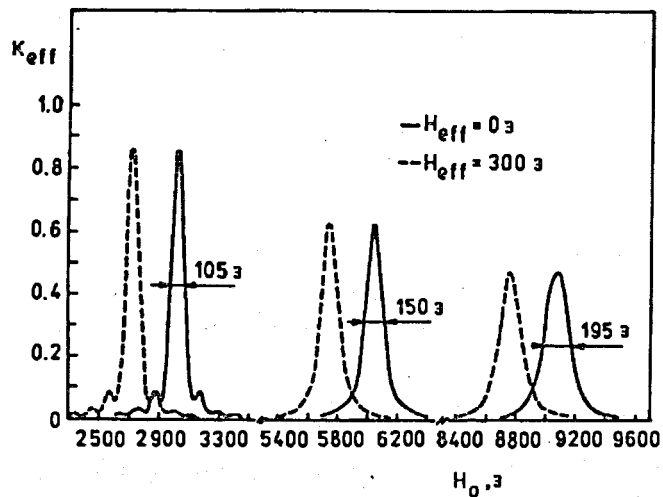


Рис.1. Сдвиг парамагнитного резонанса нейтронов, вызванный эффективным магнитным полем H_{eff} . K_{eff} — эффективность резонатора нейтронов.

В третьей главе описывается конструкция установки поляризованных тепловых нейтронов, созданной в Институте физики АН Грузии совместно с Институтом ядерных исследований (Сверк, Польша). Общая схема установки дана на Рис.2. Пучок тепловых нейтронов поляризуется методом брэгговского отражения от монокристалла $\text{Co}_{0.92} - \text{Fe}_{0.08}$. В качестве анализатора использован такой же монокристалл. Основные параметры установки даны в Таблице 1.

Предназначенная для исследований ядерной прецессии нейтронов установка поляризованных монохроматических нейтронов может быть успешно использована для экспериментов как в области ядерной физики так и физики твердого тела.

В этой же главе описаны методы определения поляризации нейтронов. При измерении степени поляризации методом шима [6], исследуемый пучок пропускают через намагниченную ферромагнитную пластинку — шим и определяют шимовое отношение R , равное отношению счета нейтронов без шима к счету нейтронов с шимом. Для

точного измерения поляризации необходима полная деполаризация пучка в шиме, что предполагает использование достаточно толстых шимов, но при этом увеличивается поглощение нейтронов.

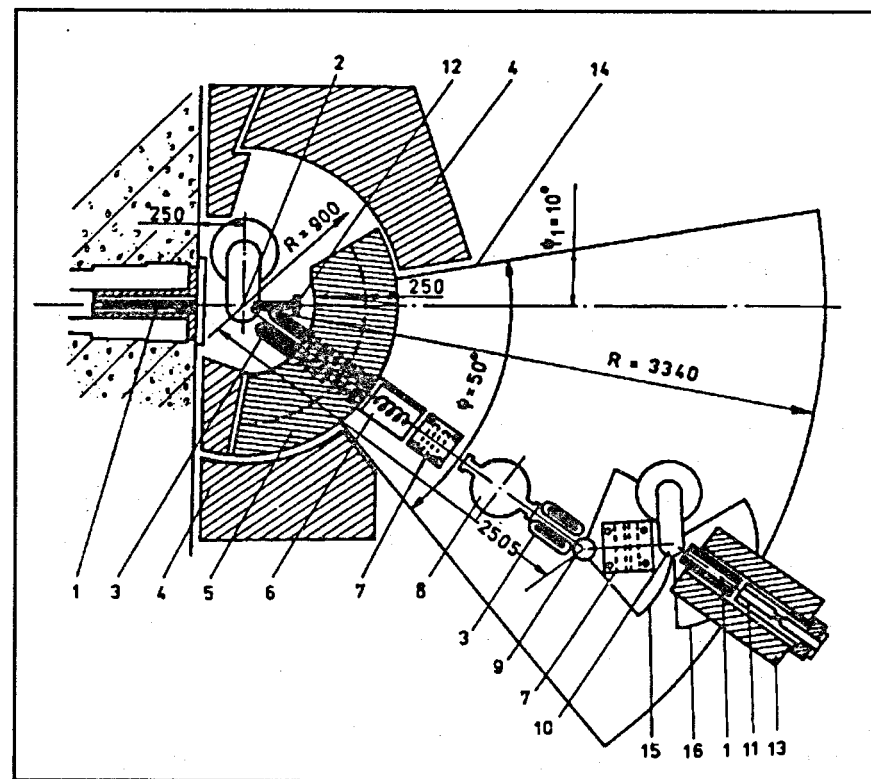


Рис.2. Принципиальная схема установки поляризованных нейтронов.

1 - коллиматор Соллера; 2 - магнит-поляризатор с кристаллом Co-Fe ; 3 - ведущие магнитные поля; 4 - неподвижная биологическая защита; 5 - подвижная биологическая защита; 6 - радиочастотный спин-флиппер; 7 - спин-флиппер Мезеля; 8 - криостат; 9 - гониометр; 10 - магнит-анализатор с монокристаллом Co-Fe ; 11 - детектор нейтронов; 12 - монитор; 13 - защита детектора; 14 - база спектрометра; 15 - база образца; 16 - база детектора.

Таблица 1. Основные параметры установки
поляризованных нейтронов.

Длина волны нейтронов	0,111нм
Примеси нейтронов второго порядка	0,032 ± 0,001
Поляризация нейтронов первого порядка	0,993 ± 0,007
Эффективность переворота радиочастотного флиппера	0,996 ± 0,005
Эффективность переворота флиппера Мезеля	0,992 ± 0,005
Поляризатор: Со-Fe	3 × 34 × 34мм ³
Анализатор: Со-Fe	3 × 35 × 53мм ³
Намагничивающее поле на поляризаторе	0,35Т
Намагничивающее поле на анализаторе	0,195Т
Ведущие магнитные поля	0,0042 – 0,0065Т

Для характеристики отклонения шима от идеальности (от полной деполяризации пучка) нами была введена величина Δ и показано, что при $\Delta \neq 0$, ранее используемое выражение для определения поляризации пучка нейтронов $P_1 P_2 = AR - 1$ [6], следует заменить соотношением

$$P_1 P_2 = \frac{AR - 1}{1 - 2AR\Delta}, \quad (3)$$

где

$$2\Delta = \frac{N_1 - N_2}{N_0}, \quad (4)$$

P_1 и P_2 – поляризующие способности поляризатора и анализатора соответственно,

A – коэффициент поглощения в шиме,

N_0 – счет нейтронов без шима и без флиппера,

N_1 – счет нейтронов с шимом и без флиппера,

N_2 – счет нейтронов с шимом и с флиппером.

Экспериментальная проверка этого метода показала, что точность определения поляризации не хуже 1%, причем нет необходимости использования толстых шимов.

В методе определения поляризации нейтронов с использованием двух преобразователей поляризации преобразователями могут быть

два флиппера, два шима или флиппер и шим, расположенные между поляризатором и анализатором. В целях единообразия записи характеристик преобразователей поляризации нейтронов, флиппер также будем характеризовать величиной Δ . Качество флиппера обычно характеризуется параметром K , равным вероятности изменения исходного направления спина нейтронов на противоположное. Величину Δ можно связать с K соотношением $K = 0,5 - \Delta$. Тогда для идеального флиппера ($K = 1$) справедливо $\Delta = -0,5$ и отличие Δ от $-0,5$ характеризует отклонение флиппера от идеальности. Введем параметры Δ_1 и Δ_2 , характеризующие качество каждого из преобразователей. Тогда используя уравнения (3) и (4) легко можно получить:

$$P_1 P_2 = 1 - \frac{m_{1,2} + m_1 + m_2 - 2m_1 m_2 - 1}{m_{1,2} - m_1 m_2}, \quad (5)$$

$$2\Delta_1 = \frac{m_1 - m_{1,2}}{1 - m_2}, \quad (6)$$

$$2\Delta_2 = \frac{m_2 - m_{1,2}}{1 - m_1}, \quad (7)$$

где $m_1 = N_1/A_1 N_0$, $m_2 = N_2/A_2 N_0$, $m_{1,2} = N_{1,2}/A_{1,2} N_0$,

N_0 – счет нейтронов без преобразователей,

N_1 – счет нейтронов с одним преобразователем,

N_2 – счет нейтронов со вторым преобразователем,

$N_{1,2}$ – счет нейтронов с двумя преобразователями,

A_1 , A_2 – коэффициенты поглощения нейтронов в первом и втором преобразователе соответственно,

$A_{1,2}$ – коэффициент поглощения нейтронов в двух преобразователях одновременно.

При использовании этого метода нет необходимости применять преобразователи, близкие к идеальным, достаточно чтобы они не были очень плохими. Существенно также, что в результате измерений определяется не только произведение $P_1 P_2$, но и параметры Δ_1 и Δ_2 , т.е. может быть получена точная информация о качестве флиппера, свободная от каких-либо исходных теоретических оценок. Заметим также, что в экспериментах по измерению деполяризации нейтронного пучка на образце, сам исследуемый образец может быть исполь-

зован в качестве преобразователя. Экспериментальная проверка показала работоспособность предложенного метода. Точность определения поляризации пучка и параметров преобразователей $\leq 1\%$.

В описанном в третьей главе сверхпроводящем спин-флиппере используется метод неадиабатического пролета нейтрона через область с разными направлениями магнитных полей. Условие неадиабатичности [6] заключается в создании области резкого изменения направления магнитного поля, когда частота Ларморовской прецессии нейтронов ω_L , намного меньше угловой скорости изменения направления магнитного поля ω . В предложенном нами сверхпроводящем спин-флиппере это достигается применением сверхпроводника I рода, который становится идеальным диамагнетиком ниже температуры критического перехода T_c . При этом магнитное поле проникает только во внутрь поверхностного слоя металла на малую глубину λ , которая, например, для свинца $\simeq 5 \times 10^{-6}$ см. Расположение сверхпроводящего свинцового экрана перпендикулярно оси поляризованного пучка нейтронов обеспечивает выполнение условия ^надиабатичности $\omega_L \ll \omega$ и нейтрон, проходя через него, сохранит первоначальное направление спина. Если после экрана направление магнитного поля H составляет некоторый угол с направлением спина нейтрона, то спин прецессирует вокруг этого поля H с частотой ω , и на расстоянии ℓ повернется на угол $\varphi = \gamma_n H \ell / v$, где v – скорость нейтрона.

Принципиальная схема сверхпроводящего спин-флиппера дана на Рис.3. Пучок поляризованных нейтронов после флиппера Мезея 1 (он нужен для испытания сверхпроводящего спин-флиппера) проходит через свинцовый стакан 2, сохранив направление своего спина. На расстоянии ℓ между днищами свинцовых стаканов 2 и 3 спин нейтрона, прецессируя в постоянном магнитном поле H , созданном сверхпроводящим магнитным диполем 4, повернется на угол φ . Сохранив в стакане 3 такое направление спина, нейтрон доходит до анализатора 5. Анализатор пропускает нейтроны со спинами, параллельными направлению его намагничивания, по этому счет на детекторе 6, в зависимости от угла φ будет меняться по закону $(1 - \cos\varphi)/2$. Так как расстояние между днищами стаканов зафиксировано, счет на детекторе будет меняться с изменением H .

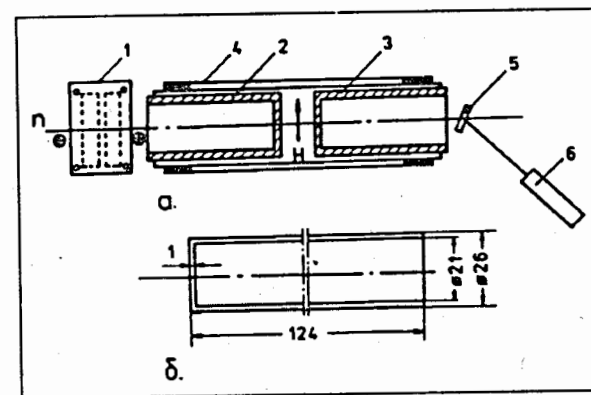


Рис.3 Сверхпроводящий нейтронный спин-флиппер: а - принципиальная схема, б - сверхпроводящий стакан.

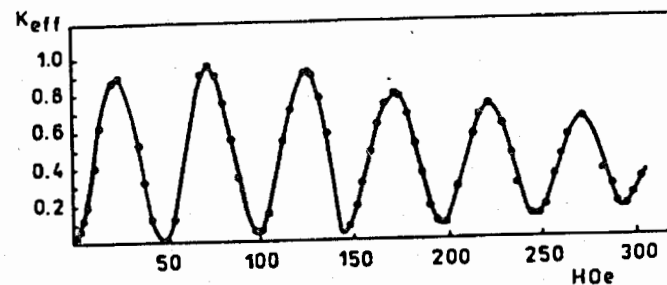


Рис.4 Зависимость K_{eff} от величины магнитного поля H .

Рис.4 демонстрирует работу спин-флиппера. Максимальная эффективность переворота флиппера $K_{\text{eff}} = 0,9663 \pm 0,0033$. Постепенное уменьшение K_{eff} после второй гармоники связывается с неидеальной монохроматичностью пучка.

Эта глава завершается рассмотрением вопроса о поляризации нейтронов на намагниченных кристаллах. Было показано, что зависимость полной интенсивности J отраженного пучка от величины

намагниченности испытывает "излом" при достижении полной поляризации, когда ядерная f_n и магнитная f_m амплитуды рассеяния совпадают. Это явление может быть использовано для получения пучков поляризованных нейтронов с поляризацией близкой к абсолютной ($P - 1 \simeq 10^{-3}$).

У намагниченного парамагнитного кристалла когерентная амплитуда рассеяния $f = f_n + f_m$. Магнитная амплитуда f_m пропорциональна намагниченности и для нейтронов, поляризованных по (\uparrow) и против (\downarrow) магнитного поля амплитуды f_m отличаются знаком. Поэтому интенсивности отраженных пучков в состояниях (\uparrow) и (\downarrow) оказываются разными:

$$J_{\uparrow} = \alpha|f_n + f_m|, \quad J_{\downarrow} = \alpha|f_n - f_m|. \quad (8)$$

Здесь α - постоянная, не зависящая от f . Если первичный пучок, падающий на кристалл, не поляризован, то отраженный будет иметь поляризацию

$$P = \frac{J_{\uparrow} - J_{\downarrow}}{J_{\uparrow} + J_{\downarrow}} = \frac{|f_n + f_m| - |f_n - f_m|}{|f_n + f_m| + |f_n - f_m|}. \quad (9)$$

В то время как ядерная амплитуда является фиксированной для тепловых нейтронов, магнитная амплитуда зависит от напряженности внешнего магнитного поля. Если при насыщении $|f_m| > |f_n|$, то в принципе можно подобрать магнитное поле H так, чтобы было выполнено точное равенство $|f_m| = |f_n|$. Тогда $P = 1$, т.е. отраженный пучок будет полностью поляризованным. Для возможно более точного выполнения равенства $|f_m| = |f_n|$ требуется найти способ позволяющий изменять f_m и найти экспериментальный критерий, позволяющий контролировать степень близости f_n и f_m .

Предположим для определенности, что обе величины f_n и f_m положительные. Тогда из (8) следует, что

$$J = J_{\uparrow} + J_{\downarrow} = 2\alpha f_n, \quad \text{при } f_n > f_m \quad \text{и} \quad J = 2\alpha f_m, \quad \text{при } f_n < f_m$$

Следовательно, при $f_n > f_m$ полная интенсивность J не зависит от f_m , т.е. не меняется с возрастанием напряженности магнитного поля

H . Однако начиная с некоторого значения $f_n = f_m$, дальнейшее увеличение H приводит к росту J . Иными словами, имеется разрыв производной $\partial J / \partial H$, приводящей к излому в зависимости J от H в точке $f_n = f_m$. Отсюда вытекает искомый экспериментально наблюдаемый критерий, выполнение которого в рассматриваемых идеальных условиях гарантирует равенство $f_n = f_m$ и полную поляризацию отраженных нейтронов. Легко убедиться, что полученный результат не связан с выбранными выше знаками f_n и f_m . Разрыв в точке $f_n = f_m$ остается при любых знаках этих амплитуд.

Рассмотрены также факторы, понижающие поляризацию нейтронов: конечная толщина кристалла и поглощение. Метод пригоден не только для парамагнитного монокристалла но и для намагниченных ферромагнитных монокристаллов, часто используемых для получения поляризованных пучков высокой степени поляризации [6].

Четвертая глава посвящена поляризованной ядерной мишени - установке поляризованных ядер и подбору материала для поляризованной протонной мишени. Установка поляризованной ядерной мишени (Рис.5) базируется на кристате растворения ${}^3\text{He}$ в ${}^4\text{He}$ со сверхпроводящим соленоидом. Она позволяет поляризовать ядра как методом "грубой силы" так и динамической накачкой. Система низкотемпературных теплообменников ступени растворения рефрижератора состоит из последовательно соединенных непрерывных теплообменников и спеченных из порошка меди дискретных теплообменников. Ванна растворения расположена непосредственно в рабочем объеме сверхпроводящего соленоида в подвешенном состоянии и для исключения теплового контакта с корпусом соленоида использованы графитовые иголки. Охлаждение образца производится в ванне растворения. Благодаря сифону, выставленные на пути нейтронов вытеснители, с двух сторон плотно прижимаются к ферромагнитному резонатору нейтронов с образцом и тем самым потеря интенсивности нейтронов из-за поглощения в ${}^3\text{He}$ существенно уменьшается. Минимальная температура в ванне растворения $T = 24 \text{ mK}$ при скорости циркуляции 1.07×10^{-3} моль/сек.

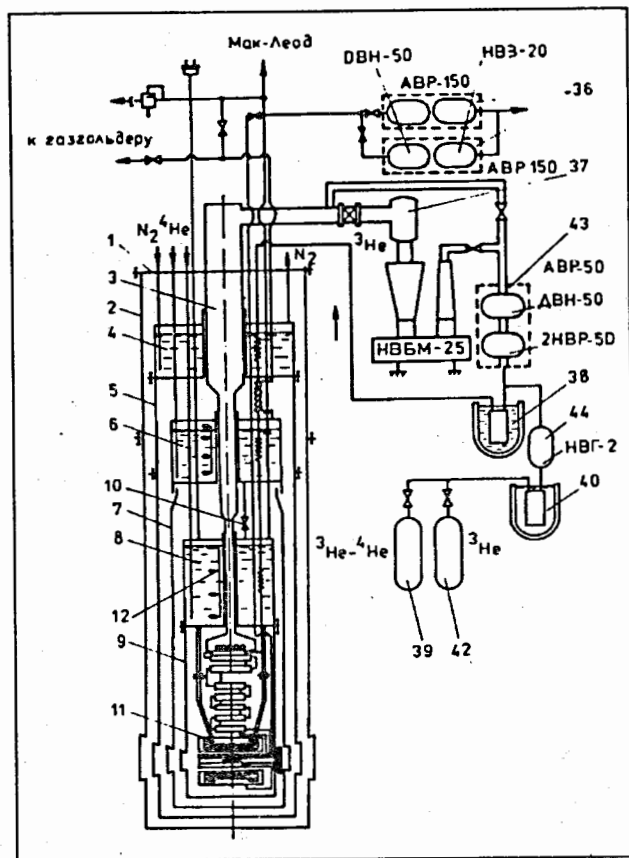


Рис.5. Принципиальная схема криостата растворения ${}^3\text{He}-{}^4\text{He}$.

1 - верхний фланец; 2 - вакуумный кожух; 3 - центральная труба откачки; 4 - азотный объем; 5,7 - тепловые экраны; 6,8 - гелиевые объемы; 9 - вакуумный кожух узла растворения; 10 - игольчатый вентиль; 11 - сверхпроводящий соленоид; 12 - уровнемер; 36,43 - вакуумные агрегаты; 37 - азотная ловушка; 38 - масляный фильтр; 39 - сосуд смеси ${}^3\text{He}-{}^4\text{He}$; 42 - сосуд ${}^3\text{He}$; 44 - герметичный насос.

Сверхпроводящий соленоид с корректирующими катушками намотан из сверхпроводящего кабеля марки СНТЭ-2, диаметром 0.51 мм. Рабочий диаметр соленоида 36 мм. Однородность магнитного поля в сфере диаметром 14 мм в центре соленоида: $\Delta H/H = 2.4 \times 10^{-5}$. Параметры соленоида: критический ток $I = 92,75$ А, постоянная $K = 622,8$ Э/А.

Материал для поляризованной ядерной мишени подбирался исходя из следующих требований:

1. Высокая плотность протонов.
2. Твердое агрегатное состояние.
3. Удобное спин-решеточное время релаксации.

Наш выбор остановился на гидридах титана TiH_2 и циркония ZrH_2 . С помощью прессовки под давлением $2 \times 10^6 \text{г/см}^2$ были получены пластинки TiH_2 диаметром 14 мм и толщиной 0,2 мм. Удельный вес пластинок 3.32г/см^3 . 27 таких одинаковых пластинок, размещенных между фольгами пермаллой, создают постоянный шаг ферромагнитного резонатора. Одновременно они являются образцами поляризованной протонной мишени. Экспериментальная оценка времени спин-решеточной релаксации TiH_2 дает: при 0,4 К $T_1 \approx 30$ мин. и при 40 мК $T_1 \approx 2$ часа.

В пятой главе представлены результаты исследования ферромагнитных резонаторов нейтронов. Как было предсказано Корниловым [7], а затем Драбкиным [8] и реально осуществлено группой Драбкина [9,10], нейтрон, проходя через пространственно-периодическое импульсное магнитное поле и перпендикулярное к нему постоянное поле, при определенных значениях скорости нейтрона и шага пространственно-периодического поля, переворачивает свой спин. Если пространственно-периодическое магнитное поле создается намагниченными до насыщения пленками ферромагнетика, то такой резонатор спинов нейтронов называют ферромагнитным. Теория такого резонатора была создана группой Драбкина [11], но в ней не учтено влияние разрешающей способности дифрактометра. Учитывая этот фактор, мы получили для эффективности переворота

сплошного ферромагнитного резонатора нейтронов

$$K_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{A_{11}}{\pi}} \int K(\bar{\delta}) e^{-A_{11}(\bar{\delta} + A_{12}\sigma)^2} d\bar{\delta}. \quad (10)$$

где

$$\bar{\delta} = \left(\frac{\delta v}{v}\right) \text{tg}(\Theta_{\Pi}), \quad \sigma = \left(\frac{\delta v}{v}\right) \text{tg}(\Theta_A),$$

Θ_{Π} и Θ_A – Брэгговские углы для поляризатора и анализатора соответственно, v – скорость нейтрона, а коэффициенты A_{11} и A_{12} определяются мозаичностью обоих кристаллов и степенью коллимации пучка.

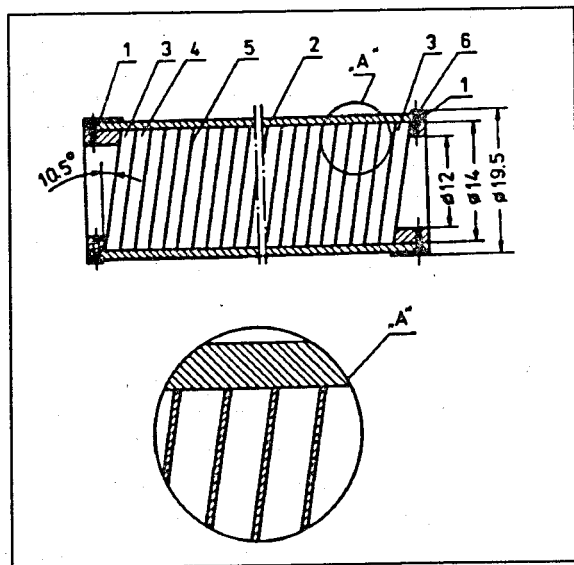


Рис.6. Конструкция ферромагнитного резонатора нейтронов. 1 - заслонки; 2 - корпус; 3 - пластинки из нержавеющей стали; 4 - алюминиевые прокладки; 5 - фольги пермаллоя; 6 - фиксирующие болты.

В отличие от [10] в нашей конструкции (Рис.6) секции резонатора (одну секцию резонатора формируют фольга пермаллоя, толщиной $\delta = 1,5\mu\text{м}$ и алюминиевая прокладка толщиной $\Delta = 0,2\text{мм}$)

набираются между двумя пластинками из нержавеющей стали и помещаются в латунном корпусе. Пластинки 3 предотвращают деформацию секции во время сжатия внутри корпуса при сборке резонатора. Сравнение экспериментальных и теоретических результатов по сплошному резонатору даны на Рис.7 и 8.

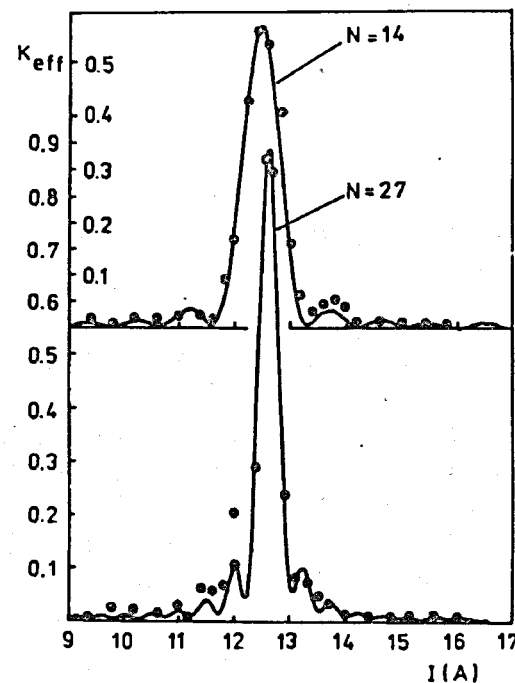


Рис.7. Зависимость K_{eff} сплошного резонатора от тока в сверхпроводящем соленоиде при числе секций $N=14$ и $N=27$. Сплошная линия - расчет, кружки - результаты эксперимента.

На рисунке 7 представлена зависимость эффективности переворота спина в сплошном резонаторе в зависимости от тока в сверхпроводящем соленоиде. Видно, что совпадение экспериментальных результатов с расчетом хорошее. Слабое смещение положений максимумов двух резонаторов мы объясняем небольшими различиями (примерно на 1%) толщин отдельных секций.

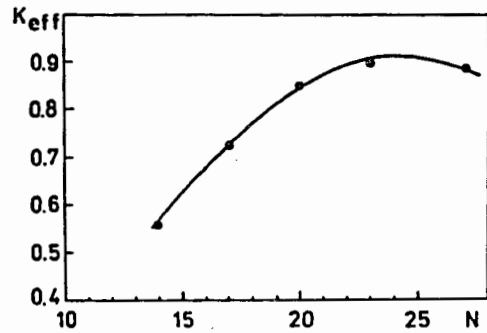


Рис.8. Зависимость K_{eff} сплошного резонатора от количества секций. Сплошная линия - расчет, кружки - результаты эксперимента.

В эксперименте проверялась зависимость максимальной эффективности резонатора от числа секций N (Рис.8). Согласие между экспериментальными и теоретическими значениями хорошее.

В планируемых экспериментах по парамагнитному резонансу нейтронов алюминиевые прокладки будут заменены пластинками из прессованного порошка гидроксида титана. Сравнивая резонансные кривые, полученные с поляризованными ядрами и без поляризации, можно будет определить эффект ядерной прецессии нейтронов.

В этой же главе описан отдельный ферромагнитный резонатор нейтронов. Это система двух отдельных одинаковых сплошных резонаторов, разделенных воздушным зазором, куда может быть помещен образец. Эффективность переворота такого резонатора

$$K_{sr} = 4 \sin^2 \Theta_{\text{eff}} \sin^2(\omega_{\text{eff}} t/4) \times \\ \times [\cos(\omega_{\text{eff}} t/4) \cos(\omega_g T/2) - \cos \Theta_{\text{eff}} \sin(\omega_{\text{eff}} t/4) \sin(\omega_g T/2)]^2 \quad (11)$$

где

Θ_{eff} - эффективный угол нейтронной прецессии, состоящий из двух независимых вращений вектора нейтронной поляризации - сначала в пермаллоевой фольге, а затем в пространстве, заполненном алюминиевой прокладкой,

ω_{eff} - эффективная Ларморовская частота в резонаторе,
 t - время нахождения нейтронов в резонаторе при нулевом зазоре,
 T - время нахождения нейтрона в воздушном зазоре разделенного резонатора,
 ω_g - Ларморовская частота прецессии нейтрона в зазоре.

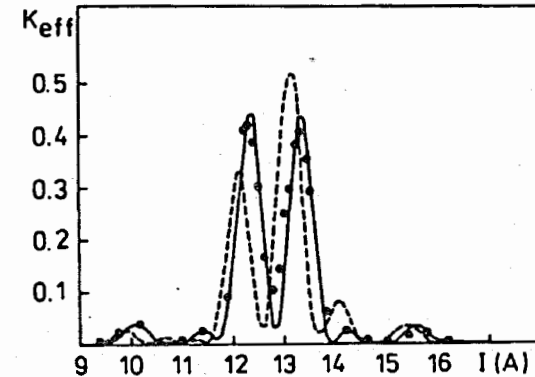


Рис.9. Зависимость K_{eff} отдельного резонатора от тока в сверхпроводящем соленоиде. Сплошная линия - расчет, кружки - результаты экспериментов. Пунктирная линия - расчет при наличии эффективного поля в зазоре резонатора.

Рис.9 показывает сравнение экспериментальных результатов с теоретическими расчетами для разделенного резонатора. Каждый отдельный резонатор состоит из 14 секции, зазор между резонаторами 1 мм. Резонансы в разделенном резонаторе появляются на двух значениях ведущего магнитного поля (тока в сверхпроводящем соленоиде). Пунктирная кривая показывает расчетную форму, соответствующую появлению в зазоре добавочного поля 300 Э (имитация эффективного магнитного поля).

В заключении перечислены основные результаты диссертационной работы и сформулированы возможные практические применения:

1. Разработана и создана установка монохроматических поляризованных тепловых нейтронов с использованием брэгговского метода отражения от монокристаллов Co-Fe.

2. Предложены и испытаны методы определения поляризации нейтронов (три метода) а также параметров преобразователей спинов нейтронов.
3. Создан и испытан сверхпроводящий нейтронный спин-флиппер.
4. Предложен метод, позволяющий получить пучок нейтронов, поляризация которого отличается от единицы на величину $\approx 10^{-3}$.
5. Создана установка поляризованной ядерной мишени, базирующаяся на криостате растворения ${}^3\text{He} - {}^4\text{He}$ с сверхпроводящим соленоидом, позволяющая поляризовать ядра как методом "грубой силы", так и динамической накачкой. Подобран материал для поляризованной протонной мишени, изготовлены образцы, определены их параметры.
6. Созданы и испытаны ферромагнитные резонаторы нейтрон-сплошной и раздельный; определены параметры резонаторов; проведено моделирование на компьютере экспериментов по сдвигу парамагнитного резонанса нейтронов в поляризованной протонной мишени.

Установки поляризованных нейтронов и поляризованной ядерной мишени могут быть использованы в исследованиях в области ядерной физики и физики конденсированных сред. Результаты, изложенные в пункте 2 могут быть использованы для определения степени поляризации нейтронов и параметров преобразователей спинов. Простой в изготовлении нейтронный спин-флиппер может найти широкое применение в экспериментах, проводимых при гелиевых температурах. Предложенный метод поляризации нейтронов позволяет получить пучок с поляризацией, отличной от абсолютной на $\approx 10^{-3}$.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Tsulaya M.I., Gabelya M.S., Djamaspishvili C.I., Blinowski K., Dobrzyn'ski L., Chelmicki L. *Polarized neutron set-up for experimental study of the neutron nuclear precession*// Nucl. Instr. Meth.— 1981.— 185.— P. 497-504.
2. А.С. 1017087 СССР, МЛл³ G 01 Т 1/32. *Способ измерения поляризации нейтронов*/ М.И.Цулая, М.И.Подгорецкий// Бюллетень изобретения. 1994, N 22.
3. Цулая М.И., Габелия М.С., Джамаспишвили С.И. *О точности измерения степени поляризации нейтронов*// ПТЭ.— 1987.— 1.— С.33-36.
4. А. С. 1394944 СССР, МКл G 01 Т 1/32 G 01 Т 3/00. *Способ измерения поляризации нейтронов*/ М.И.Цулая, М.С.Габелия, С.И.Джамаспишвили// Бюллетень изобретения. 1994, N 22.
5. Цулая М.И., Габелия М.С., Джамаспишвили С.И. *Измерение поляризации нейтронов*// ПТЭ.— 1991.— 1.— С.69-72.
6. А.С. 1358640 СССР, МКл⁴ G 21К 11/093. *Способ адиабатического поворота спина нейтронов*/ М.И.Цулая// Бюллетень изобретения. 1994. N 22.
7. А.С. 1519385 СССР МКл G 01 Т 1/30. *Сверхпроводящий нейтронный спин-флиппер*/ М.И.Цулая, М.С.Габелия М.С., С.И.Джамаспишвили// Бюллетень изобретения 1994. N 22.
8. А.С. 1412480 СССР. МКИ G 01 Т 1/32,3/00. *Способ получения поляризованного пучка нейтронов*/ В.К.Игнатович, М.И.Подгорецкий, М.И.Цулая// Открытия. Изобретения. 1990. N 46.
9. Игнатович В.К., Подгорецкий М.И., Цулая М.И. *К вопросу о поляризации нейтронов при дифракции на намагниченных кристаллах*// ЯФ.— 1991.— 53 1.— С.41-50.

10. Chelmicki L., Dobrzyn'ski L., Tsulaya M.I. *Theory of neutron resonators*// Nucleonika.— 53.— 25. 6.— P. 879-888.
11. Цулая М.И. Габелля М.С., Джамаспишвили С.И. *Сверхпроводящий преобразователь направления спина нейтронов*// ПТЭ.— 1994.— 4.— С. 7-12.

Цитируемая литература

1. Барышевский В.Г., Подгорецкий М.И. *Ядерная прецессия нейтронов*// ЖЭТФ.— 1964.— 47. 3(9). С. 1050-1054.
2. Abragam A., Bacchella G.L., Glattli H., Meriel P., Piesvaux J., Pinot M. *Resonance nucleaire "pseudo-magnetique" du neutron induite par un champ nucleaire de radiofrequence*// C.R. Acad. Sci., Paris.— 1972.— Ser. B 274.— 423.
3. Abragam A., Bacchella G.L., Glattli H., Meriel P., Pinot M., Piesvaux J. *Pseudomagnetic moments of 1H and ^{51}V measured by a new method*// Phys. Rev. Lett.— 1973.— v. 31. 12.— P.776-779.
4. Forte M. *Neutron spin precession in polarized nuclear target*// Nuovo Cimento.— 1973.— v. 18A. 4.— P.726-736.
5. Roubau P., Abragam A., Bacchella G.L., Glattli H., Malinovski A., Meriel P., Pinot M. *Spin-dependent scattering length of slow neutrons with atomic nuclei*// Phys. Rev. Lett.— 1974.— v. 33. 2.— P. 102-104.
6. Абов Ю.Г., Гулько А.Д., Крупчицкий П.А. *Поляризованные медленные нейтроны* - М.: Атомиздат, 1966.
7. Корнилов С.Г. *Поляризационный метод измерения скорости частиц, обладающих собственным магнитным моментом*// ЖЭТФ.— 1956.— т. 31. 3(9).— С. 512-513.
8. Драбкин Г.М. *Анализ энергетического спектра поляризованных нейтронов с помощью магнитного поля* // ЖЭТФ.— 1962.— т. 43. 3.— С. 1107-1108.

9. Драбкин Г.М., Трунов В.А., Рунов В.В. *Анализ спектра поляризованных нейтронов с помощью постоянных магнитных полей*// ЖЭТФ.— 1968.— т. 54. 2.— С. 362-366.
10. Драбкин Г.М., Трунов В.А., Дмитриев Р.П. *Прозождение поляризованных нейтронов через ферромагнитные пленки*// ЖТФ.— 1970.— т. 40. 6.— С. 1317- 1319.
11. Драбкин Г.М., Рубань В.А., Сбитнев В.И. *Резонансный переворот вектора поляризации нейтронов в пространственно периодических магнитных полях*// ЖТФ.— 1972.— т. 42. 5.— С. 1076-1083.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 ноября 1994 года.